www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Jaargang 21, 1959, no. 8/9 blz. 225-272 Verschenen 19 december 1959

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELEND TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REFLEXIEKLYSTRONS VOOR 4 EN 2,5 mm GOLFLENGTE

door B. B. van IPEREN.

621.385.6.029.65

De laatste jaren wordt allerwegen getracht, steeds kortere microgolven op te wekken. Daartoe zijn zowel de bekende soorten microgolfbuizen bestudeerd alsook inrichtingen die volgens afwijkende principes werken. Gebleken is dat het welbekende reflexieklystron tot verrassend goede prestaties in staat is. Nadat enkele jaren geleden Philips als eerste een reflexieklystron voor een golflengte van 4 mm op de markt kon brengen, zijn thans ook goede resultaten bereikt met een type voor 2,5 mm.

Reflexieklystrons voor millimetergolven worden voornamelijk toegepast in de ontvanger van radarapparatuur, voor communicatie door golfpijpen en voor verschillende fysische metingen, zoals de microgolfspectroscopie en de temperatuurmetingen aan het plasma van gasontladingen (uit de voortplantingseigenschappen van microgolven in een plasma kan men de elektronendichtheid en de temperatuur van het plasma afleiden). Deze laatste toepassing is van bijzonder belang, daar men aldus in staat is, de enorm hoge gastemperaturen, in de orde van miljoenen °K, te bepalen die nodig zijn voor het tot stand brengen van thermonucleaire reacties.

Het reflexieklystron is een soort buis die bewezen heeft, zich goed te lenen voor het opwekken van microgolven. Het vermogen is in de orde van 10 tot 1000 mW, wat voor vele doeleinden voldoende is. Mededelingen over een reflexieklystron voor 4 mm golflengte zijn enige jaren geleden in dit tijdschrift en elders [1]) verschenen. Buizen van dit type worden tegenwoordig regelmatig, in kleine aantallen en met redelijke reproduceerbaarheid, door Philips gefabriceerd [2]). Hieronder zullen wij op enige details ervan ingaan. Daarna volgt een theoretische beschouwing van de mogelijkheden tot het opwekken van nog kortere golven. Deze theorie heeft geleid tot de constructie van een buis voor ca. 2,5 mm golflengte. Deze buis, waarmee als kleinste golflengte 2,3 mm is bereikt en die nog in een experimenteel stadium verkeert, zal aan het slot van dit artikel worden besproken.

Een reflexieklystron bestaat in zijn eenvoudigste vorm uit een elektronenkanon, een trilholte en een zg. reflector (*fig. 1*). Het elektronenkanon schiet een bundel elektronen door een trilholte heen, die daartoe is voorzien van twee centrale openingen, en die tevens de anode vormt. Een reeds aanwezige trilling (ontstaan door ruis, of door het aanzetten

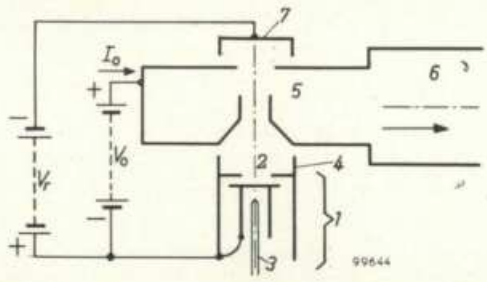


Fig. 1. Schematische axiale doorsnede van een reflexieklystron. *1* elektronenkanon, met katode *2*, gloeidraad *3* en focusseerelektrode *4*. *5* trilholte (tevens anode), met uitgangsgolfpijp *6*. *7* reflector. V_0 versnellingsspanning. I_0 bundelstroom. V_r reflectorspanning.

van de elektronenbundel) maakt dat de uit de trilholte tredende elektronen in snelheid zijn gemoduleerd. De reflector heeft een negatieve potentiaal V_r ten opzichte van de katode, waardoor de elektronen omkeren. Indien V_r en de afstand van de reflector tot de trilholte goed zijn gekozen, passeren de terugkerende elektronen de trilholte opnieuw, in zodanige faze dat ze, in wisselwerking met het elektromag-

[1]) B. B. van Iperen, Een reflexieklystron voor 4 mm golflengte, Philips techn. T. **18**, 55-56, 1956; idem, Klystrons reflex pour ondes millimétriques, Le Vide **11**, 264-266, 1956.

[2]) Het laatste gedeelte van het ontwikkelen van deze buis is het werk geweest van H. W. van der Voorn, die thans de leiding van de fabricage heeft.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

netische veld binnen de trilholte, energie aan de trilholte afgeven. De trilling wordt dan versterkt, waardoor volgende elektronen sterker in snelheid worden gemoduleerd, enz. Het systeem werkt dan als generator.

Stelt men als eis dat de buis bij lage spanning moet werken (versnellingsspanning V_0 kleiner dan b.v. 1000 V), dan moet men overgaan tot minder eenvoudige constructies, waarbij in de trilholte roosters zijn aangebracht of waarbij gebruik wordt gemaakt van een platte of van een holle elektronenbundel. Stelt men zich echter ten doel het opwekken van trillingen met zo hoog mogelijke frequenties, dan kan men beter van de genoemde roosters afzien, daar deze door het elektronenbombardement warm worden en daardoor het maximale vermogen per oppervlakte-eenheid beperken. Het is daarom te verwachten dat met buizen zonder roosters hogere frequenties te bereiken zullen zijn. Ons onderzoek heeft zich dan ook beperkt tot dit laatste type. Aangezien bij de ontwikkeling is gestreefd naar continu werkende buizen, moest ondanks de afwezigheid van roosters de nodige aandacht aan het dissipatieprobleem worden besteed.

Om de toch al vrij grote technologische moeilijkheden niet nog groter te maken, is ook in andere opzichten de constructie zo eenvoudig mogelijk gehouden, d.w.z. axiaal symmetrisch, met een „massieve" elektronenbundel — in wezen dus zoals schematisch in fig. 1 is weergegeven.

Het reflexieklystron DX 151 voor 4 mm golflengte

Het tegenwoordig gefabriceerde reflexieklystron voor 4 mm, type DX 151, is een verdere ontwikkeling van de buis waarvan in de in [1]) aangehaalde artikelen melding is gemaakt. *Fig. 2* toont het centrale gedeelte in doorsnede. Men ziet hier het elektronenkanon met zijn onderdelen *2*, *3* en *4*, de trilholte *5*, de uitgangsgolfpijp *6* en de reflector *7*. Diametraal tegenover de uitgangsgolfpijp bevindt zich een tweede golfpijp, *8*: deze is voorzien van een verplaatsbare kortsluitzuiger voor het instellen van de optimale belastingsweerstand. Micavensters in de golfpijpen scheiden het vacuüm van de omgevende lucht.

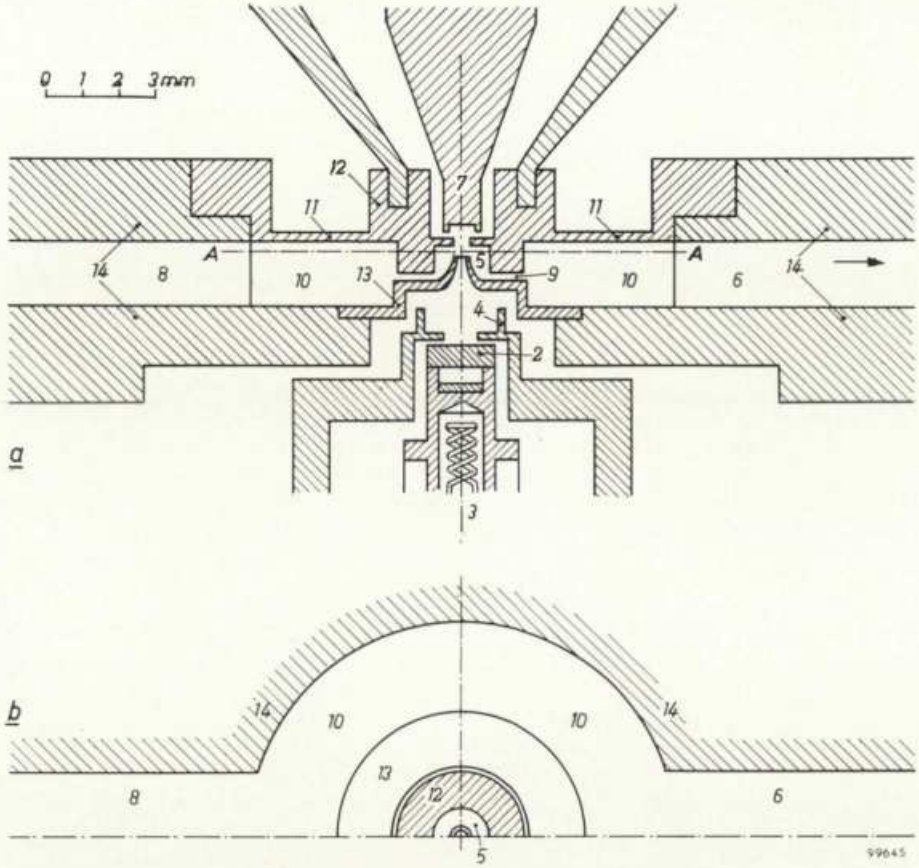


Fig. 2. Het centrale gedeelte van het reflexieklystron voor 4 mm golflengte, type DX 151; *a*) axiale doorsnede, *b*) dwarsdoorsnede volgens het horizontale vlak door *A*-*A* in (*a*).
2 L-katode. *3* gloeidraad. *4* focusseerelektrode. *5* trilholte. *6* uitgangsgolfpijp. *7* reflector. *8* golfpijp met verplaatsbare zuiger (niet getekend). *9* $\frac{1}{4}\lambda$-transformator. *10* ringvormige ruimte (*9*, *10* en *8* vormen samen de aanpastransformator tussen de trilholte *5* en de uitgangsgolfpijp *6*). *11* dunne wand, die maakt dat het koperen stuk *12* door middel van een uitwendig afstemmechanisme axiaal verplaatsbaar is ten opzichte van het koperen stuk *13* („mechanische afstemming"). *14* blok koper, waarin het centrale gedeelte is gemonteerd.
Enige afmetingen:

diam. opening in elektrode *4*	1,0 mm	diam. boring in *12* en *13*	0,25 mm
diameter trilholte *5*	1,6 mm	breedte golfpijpen *6* en *8*	3,6 mm
hoogte trilholte *5*	0,7 mm	hoogte golfpijpen *6* en *8*	1,8 mm

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De uitgangsgolfpijp is met de trilholte gekoppeld via een aanpastransformator; deze bestaat uit de spleet *9*, die axiaal ca. $\frac{1}{4}$ golflengte lang is, de ringvormige ruimte *10* en de golfpijp *8* met kortsluitzuiger. De ene wand van de ruimte *10* is plaatselijk, bij *11*, zo dun gemaakt dat door middel van een uitwendig afstemmechanisme het bovendeel van de buis axiaal ten opzichte van het benedendeel kan worden verplaatst. Door deze verplaatsing varieert de spleetbreedte van de wisselwerkingsruimte, en daarmee de equivalente capaciteit van de trilholte. Op deze wijze is de resonantiefrequentie continu variabel over een gebied van ca. 10 tot 15%. De verplaatsing die daarvoor nodig is, bedraagt ongeveer 100 μ.

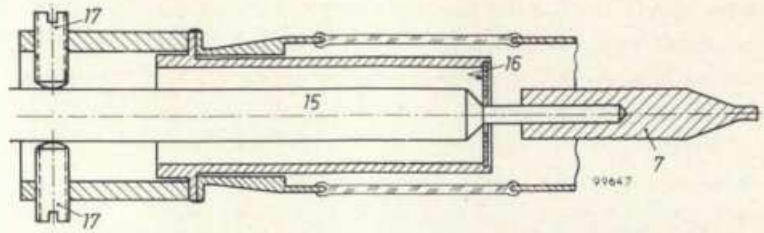


Fig. 4. De reflector *7* is bevestigd op een stift *15*, die vacuümdicht is bevestigd in een membraan *16*, dat enige vervorming toelaat. Door verstellen van de schroeven *17* kan men tijdens het werken van de buis de reflector ter nacentrering enigszins verplaatsen ten opzichte van de as. Met een tweede paar schroeven is ook verplaatsing mogelijk in een richting loodrecht op de eerste. Hetzelfde systeem is toegepast voor het nacentreren van het elektronenkanon.

De aanpastransformator leent zich wegens zijn gecompliceerde vorm niet voor directe berekening van zijn eigenschappen. Wèl kan men, wegens de tweezijdige symmetrie van het geheel, een eenvoudig vervangschema geven, met behulp waarvan een inzicht kan worden verkregen in de werking van de kortsluitzuiger als aanpaselement. In dit schema (*fig. 3*) is de trilholte vervangen door een *L-C-R*-kring. Deze is via een tweedraadslecherleiding (met elektrische lengte x en karakteristieke impedantie $2Z_0$) verbonden met twee in serie geschakelde lecherleidingen (karakteristieke impedantie Z_0), waarvan de ene is afgesloten met de belasting (gewoonlijk met impedantie Z_0) en de andere met een verschuifbare kortsluitbrug, die overeenkomt met de kortsluitzuiger. Een bijzondere positie van deze brug is die waarbij de afstand tot het vertakkingspunt $\frac{1}{4}\lambda+\frac{1}{2}n\lambda$ is, met n een geheel getal. Dan is namelijk de belastingsconductantie, gemeten over de kring, gelijk aan nul, dus de belasting geheel van de trilholte ontkoppeld. Dit betekent dat door verschuiven van de brug de belasting steeds willekeurig klein kan worden gemaakt. In buizen voor millimetergolven is dit een zeer wenselijke eigenschap, vooral indien men streeft naar een zo klein mogelijke golflengte.

De maximale belastingsconductantie die kan worden bereikt, hangt af van x en Z_0. In de praktijk tracht men de vorm van de aanpastransformator zodanig te kiezen dat x en Z_0 in de gewenste frequentieband waarden aannemen die een regeling van de belasting over een voldoend groot gebied mogelijk maken.

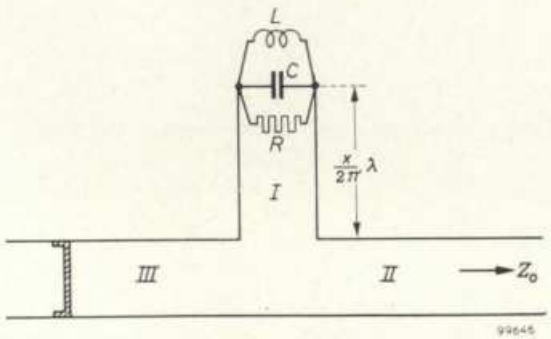


Fig. 3. Vervangschema van de aanpastransformator *9-10-8* in fig. 2. *L-C-R* stelt de trilholte *5* voor. *I* is een tweedraadslecherleiding met karakteristieke impedantie $2Z_0$ en elektrische lengte x; *II* en *III* zijn tweedraads-lecherleidingen met karakteristieke impedantie Z_0, die resp. de golfpijpen *6* en *8* vervangen.

Fig. 2 toont ook enige constructieve details. De golfpijpen *6* en *8*, de ringvormige ruimte *10* en de plaats voor de koperen stukken *12* en *13*, die samen de trilholte en de $\frac{1}{4}\lambda$-transformator vormen, zijn uitgespaard in één blok koper *14*. De stukken *12* en *13* worden vervaardigd door warm persen. Deze bewerking veroorlooft een zeer nauwkeurige fabricage, wat ten goede komt aan de reproduceerbaarheid van de buiseigenschappen.

Een van de moeilijkste technologische problemen bij buizen van dit soort is steeds het zuiver centreren van de elektrodes, wat in dit geval tot op ca. 10 μ nauwkeurig dient te gebeuren. Een bevredigende oplossing hiervoor is gevonden door zowel het elektronenkanon als de reflector zodanig te bevestigen dat ze, nadat de buis is afgesmolten, nog enigszins in verschillende richtingen loodrecht op de as van de buis kunnen worden bewogen (nacentreren). Daartoe wordt ook hier gebruik gemaakt van een vervormbaar membraan als deel van de buiswand. *Fig. 4* laat dit zien voor de reflector; een dergelijke constructie is toegepast voor het elektronenkanon.

Zoals we straks nog zullen toelichten, is bij dit soort buizen een zeer grote stroomdichtheid aan de katode noodzakelijk (ettelijke A/cm²). Daartoe is alleen een naleveringskatode, zoals de L-katode [3]), in staat. Bovendien kan de L-katode gemakkelijk voldoen aan een andere voorwaarde, namelijk dat het emitterende oppervlak glad moet zijn tot op ca. 1 μ, met het oog op de juiste vorm van de elektronenbundel. De L-katode die in de DX 151 wordt gebruikt, kan bij de vereiste stroomdichtheid van 2,5 A/cm² een gemiddelde levensduur van enige duizenden uren bereiken.

[3]) H. J. Lemmens, M. J. Jansen en R. Loosjes, Een nieuwe thermisch emitterende katode voor zware belastingen, Philips techn. T. **11**, 349-358, 1949.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De elektronenbundel heeft op de nauwste plaats een dikte van ca. 0,12 mm, d.i. ongeveer de helft van de diameter der boringen in de trilholte. De bundel moet zo nauw zijn omdat hij op de heen- en de terugweg in de omkeerruimte wijder wordt en niettemin zo nauw blijft dat hij op de terugweg voor het overgrote deel nog door de trilholte gaat.

Fig. 5 toont het uitgangsvermogen (gemiddeld over een aantal buizen) als functie van de frequentie

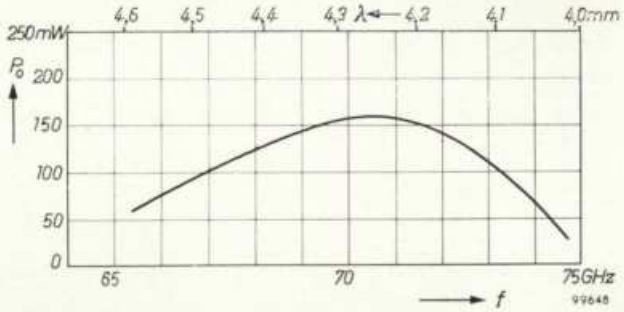


Fig. 5. Het uitgangsvermogen P_0 van het reflexieklystron DX 151 (gemiddeld over een aantal exemplaren) als functie van de frequentie f (in GHz, $= 10^9$ Hz) resp. golflengte λ, die door middel van het afstemmechanisme werd gevarieerd. Bij iedere meting werd de reflectorspanning ingesteld op de gunstigste waarde.

resp. de golflengte. Het uiterlijk van de buis, compleet met afstemmechanisme en verder toebehoren, is te zien in *fig. 6*: de voornaamste elektrische gegevens zijn vermeld in het onderschrift.

Mogelijkheden om nog kortere golven op te wekken

De resultaten die met het 4-mm-klystron waren verkregen, zijn aanleiding geweest om theoretisch na te gaan, in hoeverre het mogelijk is, met soortgelijke buizen nog kortere golven op te wekken. Hiertoe is het nuttig, eerst de verkregen resultaten te vergelijken met hetgeen volgens de elementaire theorie van het reflexieklystron mogelijk is. Deze theorie geeft voor het rendement — d.i. het gedeelte van het toegevoerde gelijkstroomvermogen dat in nuttig hoogfrequentievermogen wordt omgezet — de volgende formule [5]):

$$\eta = \frac{k\beta_2}{2\pi N \beta_1} X^2 J_2(X). \quad \ldots \quad (1)$$

Hierin is

k de fractie van de oorspronkelijke elektronenbundel die op de terugweg nog door de trilholte gaat,

N de looptijd van een niet in snelheid gemoduleerd elektron in de omkeerruimte, uitgedrukt in de trillingstijd van de hoogfrequente spanning (N is een geheel getal $+\frac{3}{4}$),

β_1 de koppelingsfactor van de heengaande, en

β_2 die van de teruggaande bundel met de trilholte (voor toelichting, zie beneden),

X de zg. verdichtingsparameter (Engels: „bunching parameter"; ook dit begrip wordt aanstonds toegelicht), en

J_2 de besselfunctie van de eerste soort en de tweede orde.

De betekenis van de koppelingsfactoren β_1 en β_2 ziet men het gemakkelijkst in het geval van snelheidsmodulatie door middel van een paar roosters waartussen een wisselspanning $V_\sim \cos 2\pi t/T$ staat. Een elektron dat dit roosterpaar passeert in

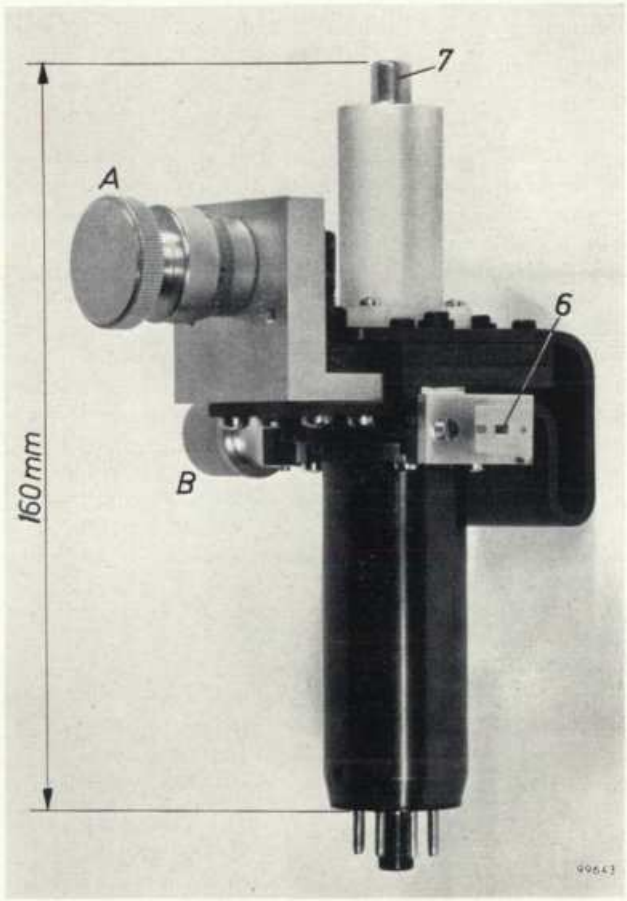


Fig. 6. Het reflexieklystron DX 151 voor 4 mm golflengte, compleet met afstemmechanisme en verder toebehoren. *6* uitgangsgolfpijp. *7* aansluiting van de reflector. *A* afstemknop. *B* knop voor het instellen van de zuiger.

De voornaamste elektrische gegevens zijn:

versnellingsspanning V_0	2500 V
bundelstroom I_0	15-17 mA
reflectorspanning V_r	—150 tot —500 V
stroomdichtheid J_k aan de katode	2,4 A/cm²
stroomdichtheid in de bundel, ter plaatse van de wisselwerkingsruimte	120 A/cm²
uitgangsvermogen P_0 in het midden van de frequentieband	100-200 mW
mechanisch bestreken afstemgebied	15 %
elektronisch bestreken afstemgebied [4])	ca. 100 MHz

[4]) Onder het „elektronisch" bestreken afstemgebied verstaat men het gebied waarover de frequentie varieert indien V_r wordt veranderd tussen de twee waarden waarbij het vermogen tot de helft is gedaald (de zg. 3-dB-punten).

[5]) D. R. Hamilton, J. K. Knipp en J. B. H. Kuper, Klystrons and microwave triodes, Radiation Laboratory Series no. 7, McGraw-Hill, New York 1949, blz. 311.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een tijd die zeer klein ten opzichte van de periode T is, ondergaat een verandering in kinetische energie gelijk aan $eV_\sim \cos 2\pi t_M/T$, waarin t_M het tijdstip is waarop het elektron zich midden tussen de twee roosters bevindt. Is de voor het passeren nodige tijd niet zeer klein in vergelijking met T, dan moet een correctiefactor β worden aangebracht. Deze blijkt onafhankelijk van t_M te zijn. Dat β kleiner dan 1 zal zijn, ziet men gemakkelijk in door een elektron te beschouwen dat op het tijdstip $t_M = 0$ passeert.

De verdichtingsparameter X is gelijk aan π maal het produkt van de modulatiediepte $V_\sim/V_0$ en de elektronenlooptijd N. Bij kleine waarden van X is XI_0 (als I_0 de bundelstroom is) juist gelijk aan de wisselstroom die als gevolg van het inhaalproces in de bundel ontstaat [6]). Bij grotere waarden van X treedt verzadiging op, waardoor de wisselstroomcomponent kleiner dan XI_0 wordt. De waarde waarop X (en dus de wisselspanning $V_\sim$) zich in de oscillerende buis instelt, hangt — behalve van de buis zelf — af van de grootte van de uitwendig aangebrachte belasting. Voor X geldt:

$$J_0(X) = \frac{G_t + G_b}{\pi k N \beta_1 \beta_2 G_0}, \quad \ldots \quad (2)$$

waarin

J_0 de besselfunctie van de eerste soort en de orde nul is,

G_t de resonantieconductantie van de trilholte.

G_b de door de elektronenbundel gevormde belastingsconductantie,

G_0 de gelijkstroomconductantie van de bundel, dus I_0/V_0.

We passen de formules (1) en (2) nu eerst toe op het 4-mm-klystron DX 151. Voor deze buis gelden ongeveer de volgende waarden: $k = 0{,}8$, $\beta_1 = 0{,}36$, $\beta_2 = 0{,}47$ en $N =$ ca. 7, zodat $\pi k N \beta_1 \beta_2 =$ ca. 3. In aanmerking nemend dat de trilholte een gemiddelde temperatuur van 175 °C boven kamertemperatuur bereikt, berekent men voor G_t de waarde

$$13 \times 10^{-6} \text{ ohm}^{-1}.$$

G_b is van de orde van $0{,}1 \times 10^{-6}$ ohm^{-1}, dus praktisch te verwaarlozen ten opzichte van G_t, en bij $I_0 = 15$ mA is

$$G_0 = \frac{15 \text{ mA}}{2500 \text{ V}} = 6 \times 10^{-6} \text{ ohm}^{-1}.$$

Uit (2) volgt nu:

$$J_0(X) = \frac{13 \times 10^{-6}}{3 \times 6 \times 10^{-6}} = 0{,}72.$$

De bijbehorende waarde van X, gesubstitueerd in (1), levert: $\eta = 0{,}5\%$. Dit komt bij een opgenomen vermogen van 15 mA $\times$ 2500 V = 37,5 W dus overeen met een uitgangsvermogen van ca. 200 mW, welke waarde met de beste exemplaren van de gefabriceerde buizen inderdaad wordt bereikt.

Om te komen tot een buis voor nog kortere golven, ligt het voor de hand, de afmetingen evenredig met de golflengte te verkleinen. Voorlopig zien we daarbij af van de technologische moeilijkheden en van de toenemende dissipatie per cm² oppervlakte. Bij evenredige verkleining blijven de in (1) en (2) voorkomende grootheden constant, met uitzondering van G_t, die evenredig met de wortel uit de frequentie toeneemt. Gaat men bij het evenredig verkleinen uit van de buis DX 151, dan zal bij een bepaalde verkleiningsfactor de teller van (2) even groot worden als de noemer, zodat dan $J_0(X) = 1$ wordt, en dus $X = 0$. Volgens (1) is dan het rendement nul, d.w.z. de buis oscilleert niet meer. Voor de grensgolflengte waarbij dit het geval is, vindt men 1,5 mm.

Er zijn verschillende oorzaken waardoor men deze theoretische grensgolflengte in de praktijk niet kan bereiken. Eén mogelijke oorzaak, de dissipatie, is boven al aangestipt: de oppervlakte kan zo klein zijn geworden dat de buis een te hoge temperatuur zou aannemen. Een andere oorzaak kan elektrische doorslag zijn, doordat onderdelen waartussen de versnellingsspanning staat, te dicht bij elkaar zijn gekomen (bij de DX 151 staat 2500 V tussen punten die niet verder dan 0,17 mm van elkaar verwijderd zijn!).

Een derde oorzaak ten slotte is dat bij $\lambda = 1{,}5$ mm de stroomdichtheid J_k aan de katode groter is dan enige tot dusverre bekende katode, met een door ruimtelading begrensde emissie, in staat is te leveren. Bij het evenredig verkleinen neemt de oppervlakte van de katode evenredig met λ^2 af, terwijl de stroom I_0 constant blijft. Uitgaand van 4,3 mm als de gemiddelde optimale golflengte van de DX 151 en van de voor deze buis geldende waarde van $J_k = 2{,}4$ A/cm², vindt men voor J_k bij $\lambda = 1{,}5$ mm:

$$\left(\frac{4{,}3}{1{,}5}\right)^2 \times 2{,}4 = 20 \text{ A/cm}^2.$$

Van een goede L-katode kan men maximaal 8 A/cm² verwachten, zodat, wat de katode betreft, de kleinste golflengte

$$\sqrt{\frac{2{,}4}{8}} \times 4{,}3 = 2{,}4 \text{ mm}$$

bedraagt.

Men kan zich afvragen of niet een gewijzigd ontwerp de mogelijkheid zou verschaffen om golven korter dan 2,4 mm op te wekken, zonder dat de

[6]) Vgl. Philips techn. T. **13**, 182, 1951. Het daar voorkomende produkt $\pi a \xi$ is identiek met de parameter X.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

stroomdichtheid aan de katode groter dan 8 A/cm² zou moeten worden. In ieder geval zou zulk een ontwerp moeten voldoen aan de oscillatievoorwaarde. Deze luidt — voor zover de elementaire theorie geldt — dat het rechterlid van (2) kleiner dan 1 moet zijn, dus

$$G_t + G_b < \pi k N \beta_1 \beta_2 G_0. \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

De vraag is dus, een buis te ontwerpen die bij zo klein mogelijke golflengte nog voldoet aan (3) zonder dat J_k een bepaalde waarde overschrijdt. De oplossing van dit probleem is niet volledig te geven, aangezien daartoe een aantal effecten in aanmerking genomen zouden moeten worden die zich tot een theoretische behandeling niet lenen. Met behulp van experimentele gegevens kan men echter een schatting maken van de kleinste golflengte die met een reflexieklystron kan worden verkregen (waarbij kwesties zoals dissipatie en doorslag nog buiten beschouwing blijven). De gedachtengang bij deze schatting is dat men nagaat, 1) hoe groot de startstroom is, d.w.z. welke bundelstroom volgens (3) minimaal nodig is om oscillaties op te wekken, en 2) of deze stroom gerealiseerd kan worden.

De eerste stap komt neer op het bepalen van de startstroom als functie van de golflengte, van de versnellingsspanning V_0 en van de middellijn $2b$ van de boring in de trilholte. De overige grootheden — te weten de andere afmetingen van de trilholte en de looptijd N in de omkeerruimte — moeten daarbij optimaal zijn gekozen, d.w.z. zo dat de startstroom zo klein mogelijk is. Het kiezen van de optimale waarde van N kan enige moeite veroorzaken. De oscillatievoorwaarde volgens de elementaire theorie houdt namelijk in dat bij toenemende N de startstroom voortdurend kleiner wordt en als functie van N dus geen minimum vertoont. Genoemde theorie houdt echter geen rekening met een aantal effecten zoals het uiteenvallen van de elektronenverdichtingen (Engels: „debunching") onder invloed van de ruimteladingskrachten, als gevolg waarvan de wisselstroom in de bundel kleiner wordt, en voorts de verschillen in looptijd tussen elektronen die verschillende banen beschrijven (de zg. looptijdspreiding). Door deze effecten neemt boven een bepaalde waarde van N de startstroom snel met N toe. Bij gevolg vertoont in werkelijkheid de startstroom als functie van N wel degelijk een minimum, waarvan de ligging evenwel niet kan worden berekend. Uit experimentele gegevens van een aantal verschillend gedimensioneerde buizen hebben wij als de beste waarde gevonden: N = ca. 8. (Het blijft echter mogelijk dat met een doelmatiger vormgeving van de elektrodes een nog gunstiger waarde te vinden zou zijn.)

De tweede vraag was, of de gevonden startstroom I_0 te verwezenlijken is, d.w.z. of men de elektronenbundel met de stroom I_0 en bij gegeven waarden van J_k en V_0 een zo kleine doorsnede kan geven dat hij de boringen met middellijn $2b$ in de trilholte kan passeren. Het blijkt dat in het gebied van parameterwaarden waarvoor we ons interesseren, de doorsnede van de bundel op de nauwste plaats geheel bepaald wordt door de thermische uittreesnelheden van de elektronen. Dit feit wordt gedemonstreerd in het geval van de buis DX 151: berekening met verwaarlozing van de uittreesnelheden levert 7 μ als kleinste middellijn van de bundel, terwijl de uitkomst, met de uittreesnelheden in aanmerking genomen, 125 μ is. Deze laatste waarde is in overeenstemming met de metingen.

Fig. 7 toont de uitkomsten van de berekening voor buizen met V_0 = 2000 V en een katodetemperatuur van 1450 °K (waarbij de L-katode de grootste stroomdichtheid levert). De getrokken lijnen stellen de voor het oscilleren vereiste bundelstroom I_0 voor als functie van de straal b van de boringen, met de golflengte als parameter. De punt-streep-

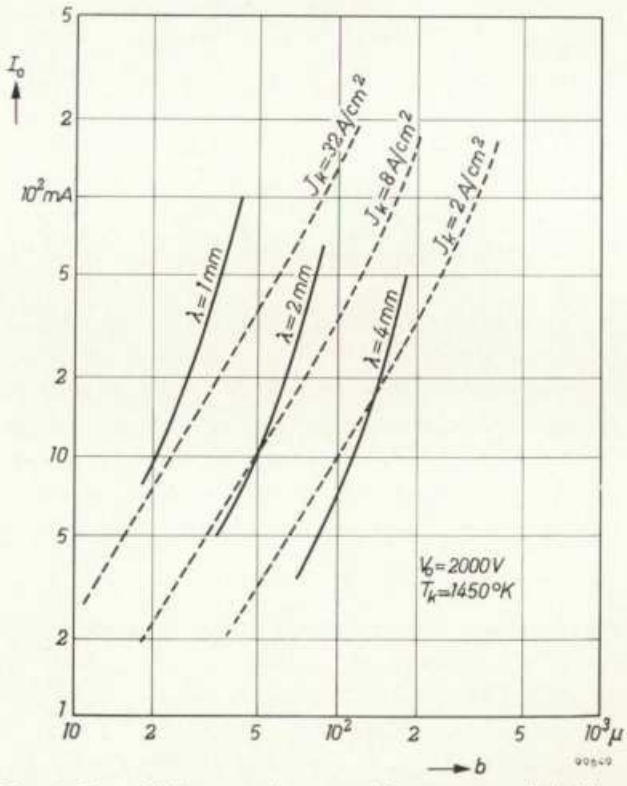


Fig. 7. Ter afleiding van de grensgolflengte van reflexieklystrons met V_0 = 2000 V en met een katodetemperatuur van 1450 °K. Getrokken lijnen: de voor het oscilleren vereiste bundelstroom I_0 (volgens berekening) als functie van de straal b der boringen in de trilholte, met de golflengte λ als parameter. Onderbroken lijnen: de berekende maximale bundelstroom I_0 die door een boring met straal b kan gaan, als functie van b en met de stroomdichtheid J_k aan de katode als parameter. Voor J_k = 8 A/cm² is de kleinste golflengte ca. 2 mm en $2b$ maximaal 100 μ.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

lijnen geven als functie van b de maximale bundelstroom die door een boring met straal b kan gaan, met J_k als parameter.

Bij deze berekeningen hebben wij ons beperkt tot een elektronenkanon volgens Pierce. Er is reden om aan te nemen dat andere kanonconstructies geen aanmerkelijk beter resultaat zullen leveren. Verder is aangenomen dat de kegel die door de uit het kanon komende elektronenbundel wordt gevormd, een halve tophoek van $\frac{1}{3}$ radiaal heeft — een waarde die bij buizen voor golflengten ≤ 2 mm moeilijk veel groter te maken zal zijn.

gaan hebben genoemd, zoals de warmtedissipatie, elektrische doorslag en technologische kwesties. Momenteel is nog niet te zeggen, in hoeverre deze problemen de werkelijk bereikbare kleinste golflengte zullen bepalen. Uit de resultaten die met de hieronder te bespreken buis zijn verkregen, is echter wel gebleken dat een golflengte van 2,5 mm bereikbaar is.

Een buis voor 2,5 mm rechtstreeks afleiden uit het type voor 4 mm door evenredig verkleinen van

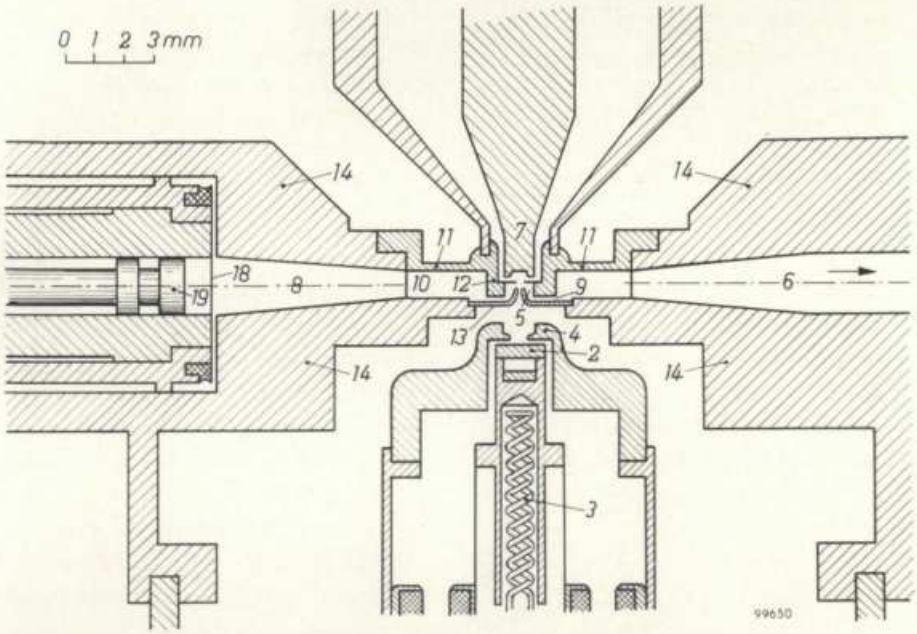


Fig. 8. Het centrale gedeelte van het experimentele reflexieklystron voor 2,5 mm golflengte, in axiale doorsnede. Nummering *1* . . . *14* als in fig. 2. *18* micavenster. *19* zuiger.
Enige afmetingen:

diam. opening in elektrode *4* . .	0,6 mm
diameter trilholte *5*	1,0 mm
hoogte trilholte *5*	0,4 mm
diameter boring in *12* en *13* . .	0,15 mm
diameter golfpijpen *6* en *8* . .	2,0 mm

Oscilleren met een gegeven golflengte zonder dat J_k een bepaalde waarde overschrijdt, kan alleen optreden bij waarden van b waarvoor in fig. 7 de desbetreffende getrokken lijn beneden de puntstreeplijn ligt die bij de toegestane waarde van J_k behoort. Uit de figuur is te zien dat bij de maximaal verkrijgbare $J_k = 8$ A/cm² (en $V_0 = 2000$ V) de grensgolflengte ongeveer 2 mm bedraagt en dat daarbij de boringen in de trilholte een diameter $2b$ van maximaal 100 μ mogen hebben. Uit een soortgelijke grafiek voor $V_0 = 4000$ V zou men een slechts weinig kleinere grensgolflengte vinden, namelijk 1,6 mm, terwijl het verhinderen van doorslag veel moeilijker zou zijn dan bij 2000 V.

Een reflexieklystron voor 2,5 mm golflengte

Of de zoëven theoretisch geschatte grensgolflengte inderdaad bereikbaar is, hangt af van een aantal omstandigheden die wij slechts in het voorbijde afmetingen kwam niet in aanmerking, daar dan (althans bij continu werken) de warmteafvoer onvoldoende zou zijn. Het is echter mogelijk gebleken, de buis zodanig te ontwerpen — misschien enigszins ten koste van de elektrische eigenschappen van de aanpastransformator — dat de warmteafvoer groot genoeg is. Ook de reflector gaf enige moeilijkheden, daar zijn afstand tot de trilholte, wegens gevaar van doorslag, niet verkleind mocht worden. Door een geschikte keuze van de afmetingen kon de reflector echter aan zijn doel blijven beantwoorden zonder dat hij dichter bij de trilholte geplaatst behoefde te worden.

In *fig. 8* is een doorsnede van de buis te zien. De golfpijpen zijn hier rond van doorsnede in plaats van rechthoekig; dit vereenvoudigt de constructie van de micavensters en de zuiger. Eén van de vensters (*18*) is zo dicht bij de ringvormige ruimte geplaatst dat de lengte van de golfpijp tot aan de zuiger *19*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

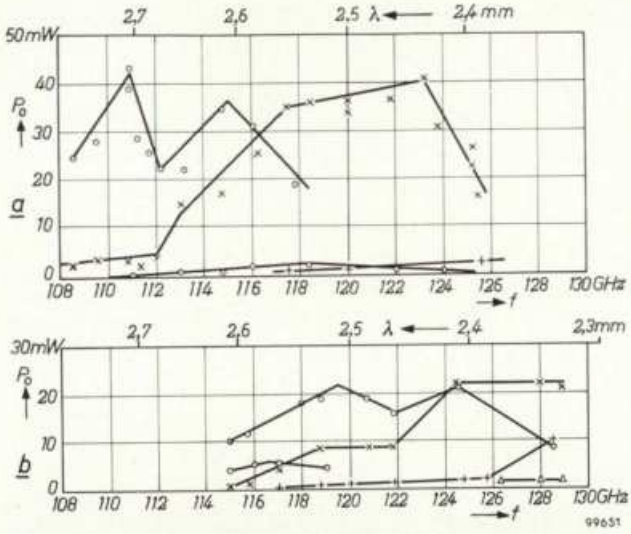


Fig. 9. Uitgangsvermogen P_o van twee experimentele reflexieklystrons voor 2,5 mm, als functie van de frequentie f resp. golflengte λ. De krommen gelden voor verschillende waarden van de looptijd N.

zeer klein kon worden gehouden. Daardoor zijn de verliezen in dit stuk golfpijp, die een nadelige invloed op de eigenschappen van de aanpastransformator hebben, klein gehouden. Het elektronenkanon en de reflector zijn ook hier zo gemonteerd dat ze tijdens het werken van de buis nagecentreerd kunnen worden.

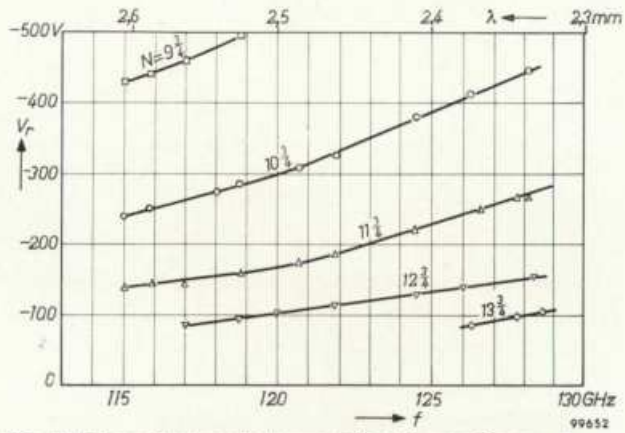


Fig. 10. De optimale reflectorspanning V_r van één van de experimentele reflexieklystrons voor 2,5 mm, als functie van de frequentie f (golflengte λ), ingesteld met het afstemmechanisme. De krommen gelden voor opvolgende waarden van de looptijd N.

De versnellingsspanning is 2400 tot 2500 V, de bundelstroom 15 tot 17 mA. De elektronenbundel heeft een kleinste diameter van ca. 80 μ; de stroomdichtheid bedraagt daar dus ruim 300 A/cm².

Evenals bij de buis voor 4 mm, kan men de frequentie mechanisch, namelijk door verandering van de hoogte van de trilholte, over een gebied van 10 tot 15% continu variëren.

Fig. 9 geeft voor twee exemplaren het gemeten uitgangsvermogen P_o als functie van de frequentie resp. golflengte. Bij $\lambda = 2{,}5$ mm is een vermogen van 40 mW verkregen, en bij $\lambda = 2{,}3$ mm — tot dusverre de kleinste golflengte die kan worden opgewekt — kon nog 20 mW worden gemeten.

Voor verschillende waarden van de looptijd N geven de krommen van *fig. 10* de optimale reflectorspanning V_r als functie van de langs mechanische weg ingestelde frequentie.

Het meten van P_o is gebeurd met behulp van een bolometer met thermistor (NTC-weerstand) [7]). De thermistor is ca. 1 mm lang, dus bijna een halve golflengte, en is gemonteerd in een golfpijp van 2 mm middellijn. Ondanks de relatief grote afmetingen van de thermistor bedraagt de fout in de vermogensmeting volgens berekening niet meer dan enkele %, en controlemetingen hebben dit bevestigd. Wèl treden nog hoogfrequentieverliezen buiten de thermistor op. De krommen in fig. 9 zijn daarvoor niet gecorrigeerd, zodat ze de onderste grens van het vermogen aangeven.

[7]) Het gebruik van een bolometer met thermistor heeft voor metingen in het gebied van mm-golven bijzondere voordelen. Voor de van de temperatuur afhankelijke weerstand van een bolometer heeft men in het algemeen de keus tussen een dunne metalen draad en een thermistor. Kiest men een draad, dan zal deze, om voldoende vermogen te kunnen dissiperen, in het geval van mm-golven niet kort ten opzichte van de golflengte kunnen zijn. Bij gevolg zullen langs het draadje, wanneer dit door hoogfrequente stroom wordt verwarmd, aanzienlijke temperatuurverschillen optreden. Deze maken dat de gevoeligheid anders is dan bij gelijkstroom, waarmee het instrument is geijkt. Het thermistormateriaal (keramische halfgeleider) echter heeft een zoveel grotere verhouding van warmtegeleiding tot elektrische geleiding dat er, ondanks de ongelijkmatige verwarming, geen noemenswaardige temperatuurverschillen in optreden. Derhalve kan men hier tot in het gebied van de mm-golven op de gelijkstroomijking blijven vertrouwen.

Samenvatting. Het reflexieklystron voor een golflengte van 4 mm, waarvan enkele jaren geleden melding is gemaakt, wordt tegenwoordig in kleine aantallen gefabriceerd (type DX 151). Het werkt op 2500 V, neemt 15-17 mA op en levert 100 tot 200 mW. De buis is voorzien van een L-katode. Na een beschrijving van deze buis wordt een beschouwing gewijd aan de vraag, in hoeverre met soortgelijke buizen nog kortere golven zijn op te wekken. Uitgaand van een bestaande buis, b.v. de DX 151, stuit men bij evenredig verkleinen van de essentiële afmetingen al spoedig op verschillende moeilijkheden, zoals een te grote stroomdichtheid aan de katode, een te klein worden van de koelingsoppervlakte en een toenemend gevaar van elektrische doorslag. Met 8 A/cm² als maximale stroomdichtheid die een L-katode kan leveren, en een versnellingsspanning van 2000 V komt men tot een theoretische schatting voor de grensgolflengte van ca. 2 mm. Met volgens deze gezichtspunten geconstrueerde experimentele buizen voor 2,5 mm golflengte, werkend op 2400-2500 V en 15-17 mA, is op 2,5 mm ca. 40 mW bereikt, en op 2,3 mm nog ca. 20 mW.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN GASONTLADINGSBUIS VOOR INDICATIE IN DECIMALE TELSCHAKELINGEN MET TRANSISTORS

door Th. P. J. BOTDEN.

621.387:621.374.32

Tot nu toe was voor de indicatie bij decimale telschakelingen met transistors geen volkomen bevredigende oplossing gevonden. In het hier volgende artikel vindt men de beschrijving van een gasontladingsbuis die als decimale indicator kan fungeren en die bestuurd kan worden met een signaal dat klein genoeg is om door een transistorschakeling geleverd te kunnen worden.

Een telschakeling, ongeacht of deze nu deel uitmaakt van b.v. een apparaat voor het meten van radioactieve straling dan wel van andere telapparatuur, is uiteraard pas praktisch bruikbaar indien men het resultaat van een telling op een of andere wijze kan aflezen.

Nemen we als voorbeeld de meetapparatuur voor radioactieve straling, dan zien we dat de impulsen die de stralingsdetector (b.v. een Geiger-Müller-buis of een scintillatiekristal met fotomultiplicatorbuis) aflevert, na versterking worden toegevoerd aan een serie deelschakelingen. Indien deze ieder het aantal inkomende impulsen door twee delen, wordt de laatste meestal gevolgd door een mechanisch telwerk (zulke telwerken kunnen niet meer dan ca. 10 impulsen per seconde verwerken); de stand der afzonderlijke deelschakelingen blijkt uit het al of niet branden van een lampje (voor iedere deeltrap één). Delen de deelschakelingen door tien, dan vindt men in iedere trap tegenwoordig vaak een zg. decimale ringtelbuis (met gas gevuld) of de decimale telbuis E1T (een vacuümbuis). Ieder der decimale telbuizen levert dan een cijfer van het af te lezen getal. Het geheel van deelschakeling(en) en telwerk of telbuizen vormt de telschakeling.

Kenmerkend voor de ringtelbuis en de E1T is, dat ze niet slechts „indiceren", d.w.z. een aflezing mogelijk maken (zoals een mechanisch telwerk), maar tevens zelf het meest essentiële onderdeel vormen van de decimale deelschakeling waarin ze zijn opgenomen [1]). Dit betekent dat het deze buizen zijn die het scheidend vermogen bepalen van de eerste deeltrap. De waarde hiervan is voor de decimale ringtelbuis ongeveer 300 μs en voor de E1T ongeveer 30 μs; de decimale ringtelbuis is dus slechts bruikbaar in gevallen waar een hoge impulsdichtheid niet optreedt. In telschakelingen die een uitzonderlijk hoog scheidend vermogen moeten hebben, b.v. 0,1 tot 1 μs, scheidt men de functies van tellen en indiceren weer; het tellen geschiedt hier door schakelingen van radiobuizen (scheidend vermogen tot 0,1 μs), of eventueel door een z.g. trochotron (scheidend vermogen ca 1 μs) [2]), de indicatie geschiedt hetzij met behulp van gewone neonlampjes hetzij met zg. numerieke indicatorbuizen.

Een bijna even hoog scheidend vermogen als de beste schakelingen met radiobuizen hebben, kan bereikt worden met transistorschakelingen. Deze hebben het voordeel zeer compact gebouwd te kunnen worden en weinig energie te verbruiken. De indicatie leverde echter tot nu toe een probleem op, daar een transistortschakeling niet in staat is om een signaal af te leveren van voldoend grote amplitude om een neonlamp van een der genoemde typen te doen ontsteken [3]). Bovendien kan een dergelijke schakeling de stroom die nodig is voor het verkrijgen van een goed zichtbare ontlading, niet leveren zonder dat de telfunctie in gevaar komt. Bij decimale schakelingen kwam daar nog bij de wens om te kunnen volstaan met één indicatorbuis voor iedere decade. We zullen in dit artikel een gasontladingsbuis bespreken waarbij deze problemen zijn opgelost. Deze buis, die zelf dus niet telt, heeft een anode en tien in een cirkel opgestelde katodes; de gasontlading kan naar iedere gewenste katode verplaatst worden met behulp van een signaal van ten hoogste 5 volt en minder dan 50 μA [4]). De buis is nog niet in de handel.

[1]) Bij de eerstgenoemde buis ontsteekt iedere telimpuls een gasontlading tussen de schijfvormige anode en een der tien daaromheen geplaatste katodes. Een volgende impuls doet de ontlading verspringen naar de naastgelegen katode, enz. Iedere keer dat de ontlading katode no. „nul" passeert, wordt een impuls afgegeven aan de buis die zich in de volgende deeltrap bevindt. (Zie b.v. R. C. Bacon en J. R. Pollard, El. Engng. **22**, 173, 1950 en G. H. Hough en D. S. Ridler, El. Commun. **27**, 214, 1950.)

De werking van de decimale telbuis E1T werd reeds vroeger in dit tijdschrift beschreven (A. J. W. M. van Overbeek, J. L. H. Jonker en K. Rodenhuis, Philips techn. T. **14**, 349-362, 1952).

[2]) Zie b.v. H. Alfven en L. Lindberg, Acta polytech., El. Engng. Ser. **2**, 106, 1949.

[3]) Vgl. H. F. Stoddart, Nucleonics **17**, no. 6, 78, juni 1959.

[4]) Het uitgangspunt van de ontwikkeling was een idee van M. van Tol, van dit laboratorium.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het principe van de indicatorbuis

De bouw van de buis vindt men schematisch weergegeven in *fig. 1*. Op het oppervlak van de

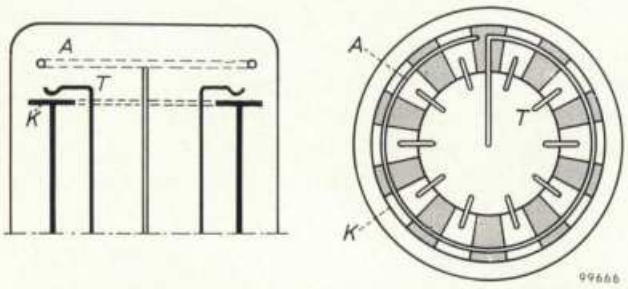


Fig. 1. Schematische voorstelling van het elektrodensysteem van de indicatorbuis. Het oppervlak van een ringvormige molybdeenplaat K is verdeeld in twintig sectoren. Tien daarvan zijn bedekt met een isolerend laagje (geschaduwd), de tien andere kunnen ieder als katode fungeren. De cirkelvormige nikkeldraad A is de anode. Tussen de anode en ieder der tien katodes bevindt zich een hulpelektrode („trekker") T.

ringvormige molybdeenplaat K bevinden zich tien sectoren, die bedekt zijn met een isolerend laagje (in de figuur geschaduwd). De tien daartussenliggende sectoren kunnen ieder als katode fungeren. Op een afstand van ca. 5 mm bevindt zich boven deze ring een tweede ring A, van nikkeldraad, die fungeert als anode. Boven ieder van de tien katodes ziet men verder een draadvormige elektrode T, een zg. trekker, met behulp waarvan de ontlading op de gewenste plaats ontstoken wordt. De afstand tussen de trekkers en de katodes is ongeveer 1 mm. *Fig. 2* toont

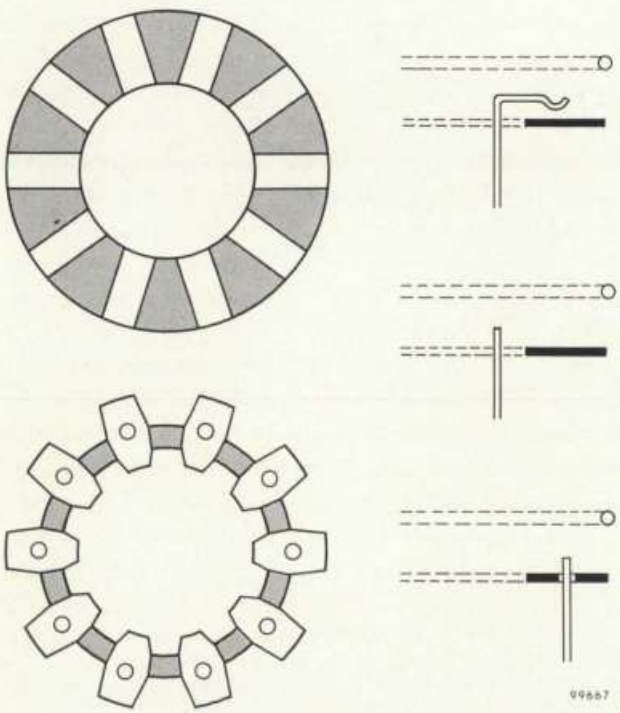


Fig. 2. Verschillende uitvoeringsvormen van de katodes en van de trekkers.

enige van de gebruikte uitvoeringsvormen van katode en trekkers, *fig. 3* een foto van een compleet elektrodensysteem.

De gasvulling van de buis bestaat uit neon waaraan 0,1% argon is toegevoegd en heeft een druk van ca. 15 cm Hg. Ten einde het gas schoon te houden, en tevens om een schoon katodeoppervlak te verkrijgen, is katodeverstuiving toegepast [5]). De betekenis van de argontoevoeging zal hieronder nog worden toegelicht.

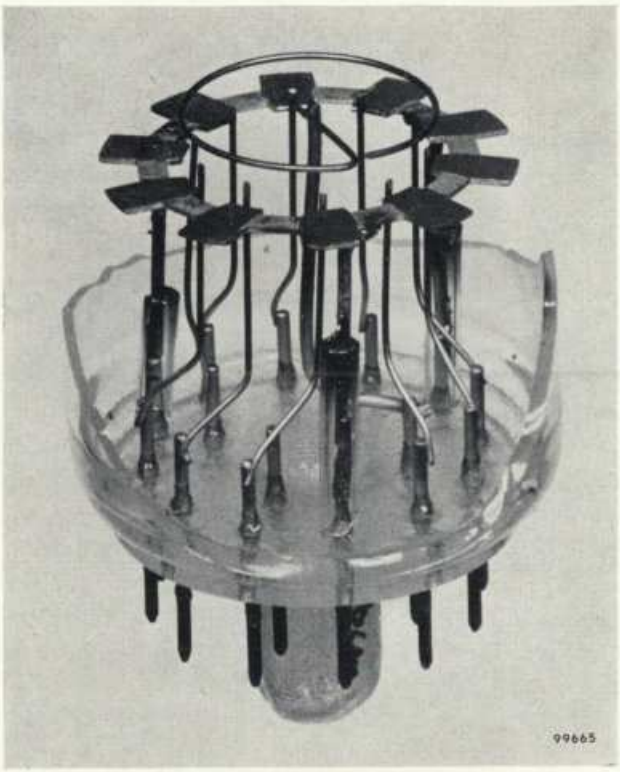


Fig. 3. Een gemonteerd elektrodensysteem.

De buis wordt gevoed met een (niet afgevlakte) gelijkgerichte wisselspannig. Indien de amplitude hiervan voldoende groot is, zal een gasontlading kunnen optreden. Daar de voedingsspanning gedurende iedere netperiode één maal de maximumwaarde bereikt en één maal nul wordt, ontsteekt en dooft de gasontlading eveneens één maal per netperiode. (We denken hier en in het volgende aan een éénfazig gelijkgerichte spanning; een tweefazige is echter evenzeer bruikbaar.) Naar men uit het

[5]) Hierbij wordt de katode enige tijd blootgesteld aan een hevig ionenbombardement. Het verstoven materiaal zet zich af op de binnenkant van de glazen ballon. Het fungeert daarna enerzijds als gasbinder en belet anderzijds gasmoleculen die zich in of op de glaswand bevinden, deze te verlaten. Zie o.a. T. Jurriaanse, F. M. Penning en J. H. A. Moubis, Philips Res. Repts. **1**, 225, 1946 en F. M. Penning en J. H. A. Moubis, Physica **15**, 721, 1949. Vgl. ook T. Jurriaanse, Philips techn. T. **8**, 273, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

schakelschema van *fig. 4* kan afleiden (men mag de blokken X_i voorlopig negeren), hebben de trekkers, zolang er geen ontlading plaatsvindt, dezelfde potentiaal als de anode. Daar een ontlading tussen de

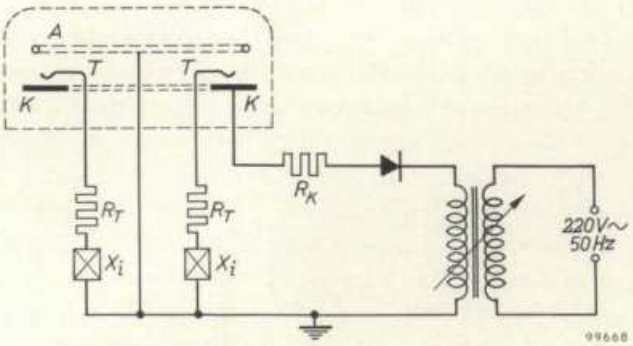


Fig. 4. Schakeling van de indicatorbuis. *A* anode (geaard), *K* katodes, *T* trekkers, X_i spanningsbron die het stuursignaal levert. De stroom van de hoofdontlading wordt begrensd door de weerstanden R_K, die van de hulpontlading door R_K tezamen met een der weerstanden R_T. De buis wordt gevoed met een gelijkgerichte wisselstroom.

katode en een der trekkers een lagere ontsteekspanning heeft dan een tussen katode en anode, zal tijdens het toenemen van de spanning eerst een ontlading tussen de katode en een der trekkers optreden. Indien de stroomsterkte van de aldus ontstane hulpontlading voldoende groot is — we komen hierop terug —, neemt de anode de ontlading vrijwel ogenblikkelijk over. Het potentiaalverschil tussen katode en anode daalt dan tot de brandspanning van de nu tussen deze elektrodes plaatsvindende hoofdontlading (een glimontlading), zodat gedurende de rest van de desbetreffende halve netperiode geen der andere trekkers de doorslagspanning meer kan bereiken. Dit proces herhaalt zich in iedere netperiode.

Men kan nu de plaats waar de hulpontlading optreedt, zelf kiezen door de potentiaal van de desbetreffende trekker een klein bedrag X hoger te doen zijn dan die van de andere trekkers (en de anode). Deze trekker bereikt hierdoor de doorslagspanning eerder dan de andere en de ontlading ontsteekt steeds op dezelfde plaats. Wordt de spanning X weer weggenomenen en wordt een andere trekker ermee begunstigd, dan zal de herontsteking in de volgende netperiode plaatsvinden bij de laatstgenoemde trekker, enz. Het periodiek doven van de ontlading is dus van essentieel belang voor de verplaatsbaarheid. Uit het voorgaande volgt dat men de buis kan „besturen" met een signaal waarvan de amplitude véél kleiner is dan de doorslagspanning zelf. Bij de door ons vervaardigde buizen was deze amplitude steeds kleiner dan 5 V.

Een dergelijk klein signaal kan zeer goed geleverd worden door een transistorschakeling. Indien men de schakeling zo uitvoert dat bij het telresultaat 1 een spanning X wordt toegevoerd aan de trekker T_1, bij een resultaat 2 aan de daarnaastgelegen trekker T_2 enz., dan kan men op de buis dus het resultaat van een telling aflezen. Het zal duidelijk zijn dat het er in 't geheel niet toe doet of de buis een snelle teloperatie ook kan volgen. Bij de eerstvolgende herontsteking na het einde van de teloperatie gaat de buis immers altijd branden op de plaats die met het eindresultaat van de telling overeenkomt. Daar het vermogen voor de hoofdontlading niet onttrokken wordt aan de transistorschakeling, kan men er gemakkelijk voor zorgen dat deze ontlading voldoende licht uitstraalt om de buis goed afleesbaar te doen zijn.

Zoals uit fig. 4 blijkt, is de anode geaard. Hierdoor kan ook één van de beide klemmen van de spanningsbronnen die de stuursignalen leveren (in de figuur voorgesteld door X_i), geaard zijn. Bij praktische toepassing van de buis zijn dit gedeelten van een transistortelschakeling.

Nadere beschouwing van de gasontlading en van de wijze van ontsteken

Zoals uit het voorgaande bleek, berust de werking van de buis o.m. op het feit dat men een gasontlading kan ontsteken bij een spanning die beneden de normale doorslagspanning ligt (maar die uiteraard niet lager dan de brandspanning kan zijn), door tussen de katode en een hulpelektrode een hulpontlading te doen ontstaan. De mate waarin de ontsteekspanning van de hoofdontlading verlaagd wordt, hangt af van de stroomsterkte I_T van de hulpontlading. *Fig. 5* toont dit voor een der tien katode-trekker-anodecombinaties van een indicatorbuis van het in dit artikel beschreven type, waarin de druk van de neon-argonvulling 14 cm Hg bedroeg. Men ziet dat de anodespanning V_a waarin de hoofdontlading ontsteekt, reeds bij een I_T-waarde van enkele tientallen μA aanzienlijk kleiner is dan de doorslagspanning die men meet indien niet van een hulpontlading gebruik gemaakt wordt. Voor het onderhouden van de hulpontlading behoeft aan de transistorschakeling dus geen sterkere stroom dan de eerder genoemde 50 μA te worden onttrokken, zodat dit de werking van de transistorschakeling niet behoeft te verstoren.

De oorzaak van het verlagen van de ontsteekspanning is tweeërlei. In de eerste plaats diffunderen ladingdragers (positieve èn negatieve) van de hulpontlading naar de ruimte tussen trekker en anode. Hierdoor is de stroom I_0 die bij het oplopen van de voedingsspanning reeds tussen katode en anode

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gaat vloeien vóórdat ontsteking optreedt, groter dan bij de andere katodes. Indien de waarde van deze stroom een zeker minimum overschrijdt, is de ontsteekspanning er niet meer onafhankelijk van,

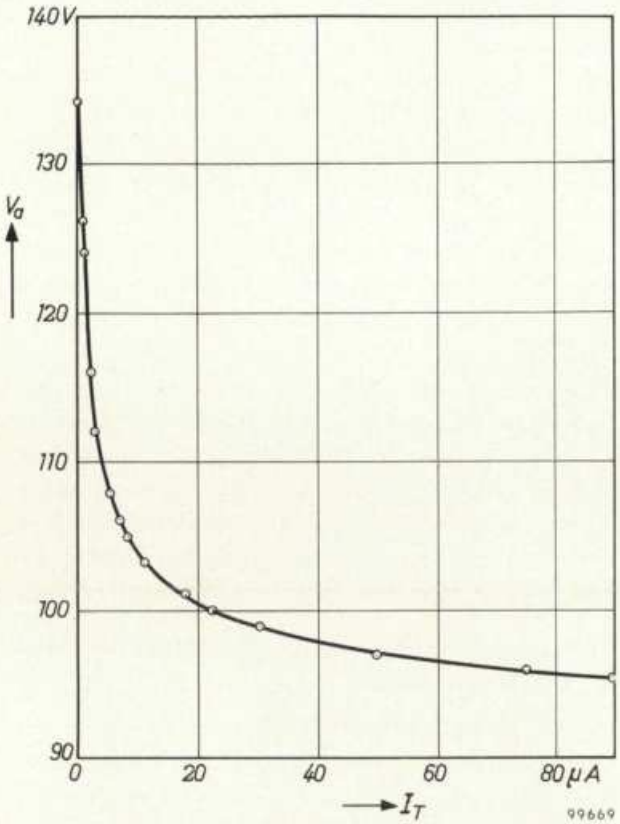


Fig. 5. De ontsteekspanning V_a van de hoofdontlading als functie van de stroomsterkte I_T van de hulpontlading voor een der tien katode-trekker-anodecombinaties. De druk van de gasvulling (Ne+0,1%A) bedroeg hier 14 cm Hg.

doch daalt naarmate I_0 groter is [6]). In de tweede plaats doet de hulpontlading voor de katode een zekere ruimtelading (van positieve ionen) ontstaan. Hierdoor vinden de elektronen in de ruimte vlak voor deze katode gunstiger condities (een grotere elektrische veldsterkte) voor het opnemen van een zodanige energie dat ze de gasatomen kunnen ioniseren, dan bij de andere katodes, waar de veldsterkte uitsluitend wordt bepaald door de aangelegde spanning en de geometrie [7]).

Ten aanzien van de hulpontlading zij nog opgemerkt dat deze nòch een zg. Townsend- nòch een glimontlading is; de waarden van stroom en brandspanning vindt men in de gasontladingskarakteristiek in het dalende overgangsgebied tussen de twee horizontale gedeelten die met de beide genoemde ontladingsvormen overeenkomen (vgl. *fig. 6*).

[6]) Iets over het mechanisme hiervan vindt men o.a. in C. H. Tosswill, Relaisbuizen met koude katode, Philips techn. T. **18**, 237-252, 1956. Zie ook M. J. Druyvesteyn en F. M. Penning, Rev. mod. Phys. **12**, 87-174, 1940.

[7]) Zie b.v. F. M. Penning, Elektrische gasontladingen, Servire, Den Haag 1955, hoofdstuk VIII, of het in [6]) aangehaalde artikel van Druyvesteyn en Penning.

Welke factoren bepalen de minimumwaarde van de stuurspanning?

Indien het potentiaalverschil V_d waarbij tussen trekker en katode doorslag optreedt, voor alle trekker-katodecombinaties te allen tijde dezelfde waarde had, zou de amplitude van het stuursignaal uiterst klein kunnen zijn. Deze behoeft immers niet veel groter te zijn dan het grootste verschil tussen de tien V_d-waarden dat voorkomt. We zullen thans nagaan door welke factoren de in werkelijkheid optredende verschillen in V_d worden bepaald en door welke maatregelen deze in de indicatorbuis zijn gereduceerd tot een bedrag dat kleiner is dan de eerder genoemde 5 volts. Allereerst herinneren we daartoe aan de wijze waarop een doorslag tot stand komt, en aan de voorwaarden die vervuld moeten zijn, wil een gasontlading zelfstandig blijven bestaan.

Legt men tussen twee elektrodes in een met gas gevulde ruimte een niet te hoge spanning aan, dan gaat er een stroompje lopen, waarvan de grootte bepaald wordt door het aantal ladingdragers dat per seconde door een uitwendige oorzaak (kosmische straling, foto-elektrisch effect van het daglicht) gecreëerd wordt; neemt men deze uitwendige oorzaak weg, dan wordt ook de stroom nul. Laat men de spanning toenemen, dan verandert de stroom aanvankelijk in 't geheel niet, gaat later langzaam toenemen, en neemt ten slotte bij een zekere waarde van de spanning zeer sterk toe (doorslag). De gas-

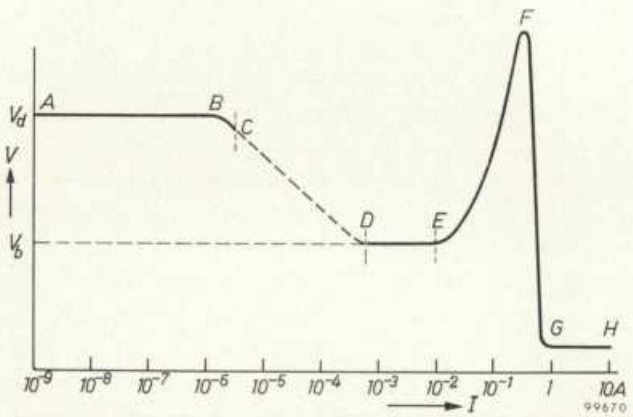


Fig. 6. Schematische voorstelling van de stroom-spanning-karakteristiek van een zelfstandige gasontlading. In het gebied *AC* van de zg. Townsend-ontlading wordt in het gedeelte *AB* nog geen ruimtelading (van positieve ionen) gevormd en is de brandspanning gelijk aan de doorslagspanning V_d; in het gebiedje *BC* begint de vorming van de ruimtelading. Deze zet zich met toenemende stroom voort in het stuk voorbij *C*, totdat bij *D* het gebied (*DE*) van de normale glimontlading is bereikt. Ook hier is de brandspanning (die nu veel lager is dan de doorslagspanning) onafhankelijk van *I*. De stroomdichtheid is eveneens onafhankelijk van *I*; naarmate de stroom toeneemt, wordt een groter deel van de katodeoppervlakte bedekt, totdat bij *E* de gehele katode bedekt is. Verdere vergroting van de stroom doet de stroomdichtheid en de brandspanning toenemen (anomale glimontlading; *EF*). Het gebied *FGH* is dat van de boogontlading.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ontlading die dan ontstaan is, kan niet gedoofd worden door onderdrukken van de juistgenoemde uitwendige oorzaak van het ontstaan van ladingdragers; de produktie van ladingdragers door de ontlading zelf — die ook de oorzaak is van het langzaam met de spanning toenemen van de stroom vóór dat doorslag optreedt —, is nu voldoende groot om de ontlading in stand te houden. De ladingdragers ontstaan enerzijds doordat de elektronen die zich in de richting van de anode (c.q. trekker) bewegen, enkele van de gasmoleculen (atomen) waartegen ze botsen, ioniseren, en anderzijds doordat enkele van de gevormde ionen bij het bereiken van de katode daaruit een elektron doen vrijkomen. De ontlading kan zelfstandig blijven bestaan indien er per seconde uit de katode evenveel van deze elektronen worden vrijgemaakt als er aan de anode uit het gas verdwijnen. Het daarvoor vereiste potentiaalverschil tussen katode en anode (trekker) is (zolang zich geen ruimtelading gevormd heeft) gelijk aan de doorslagspanning V_d.

Legt men tussen de elektrodes een spanning aan die iets groter is dan V_d, dan gebeurt er niets, indien er niet op een geschikte plaats in de ruimte tussen de elektrodes een vrij elektron aanwezig is. Is een dergelijk elektron eenmaal ontstaan, dan beweegt het zich uiteraard in het elektrische veld in de richting van de anode. Het ioniseert daarbij, zoals gezegd, gasatomen, ten gevolge waarvan er elektronen vrij komen die hetzelfde gaan doen enz. Door het toevalskarakter van de processen die in het gas en aan de katode plaatsvinden, kan soms de aldus veroorzaakte lawine echter weer afbreken en moet er gewacht worden op het verschijnen van een nieuw initiaal elektron. Pas indien het aantal gevormde ionen en elektronen zéér groot is, is de kans op afbreken nihil. De tijd die na het aanleggen van de spanning verloopt alvorens deze situatie bereikt wordt, is de zg. statistische vertraging. Daar we hier met toevalsprocessen te maken hebben, kan deze vertragingstijd in principe iedere waarde hebben. De tijd die hierna nog verloopt alvorens het lawine-effect niet meer in sterkte toeneemt, is de zg. opbouwtijd van de ontlading. Doordat reeds bij het begin van dit tijdinterval een groot aantal ionen en elektronen aanwezig is, zijn de statistische fluctuaties in de opbouwtijd zeer klein en niet meetbaar: de opbouwtijd kan als constant beschouwd worden.

Brengt men de voorwaarde dat de ontlading zelf in zijn behoefte aan elektronen moet kunnen voorzien, in wiskundige vorm, dan verkrijgt men de vergelijking:

$$\gamma(e^{\eta V_d} - 1) = 1. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Hierin is γ het gemiddelde aantal elektronen dat één op de katode vallend gasion daaruit vrijmaakt, en η het gemiddelde aantal elektronen dat per volt doorlopen potentiaalverschil door een elektron in het gas gevormd wordt. De waarde van γ hangt af van de snelheid en de soort van het ion en verder van de gesteldheid van het katodeoppervlak. Uit vergelijking (1) volgt dat V_d afhangt van γ en van η.

Dit toepassende op de nieuwe indicatorbuis, kan men concluderen dat de verschillen in γ-waarde van de diverse katodes uitsluitend veroorzaakt kunnen worden door de gesteldheid van hun oppervlak; de gasvulling is voor alle uiteraard dezelfde. Door de reeds genoemde katodeverstuiving zijn de oppervlakken van de tien katodes schoon gemaakt en de verschillen in γ-waarde sterk gereduceerd. Door de gasbindende werking van het verstoven molybdeen blijft deze gunstige situatie zeer lang bestaan. Een gelukkige omstandigheid is verder dat V_d niet zeer sterk van γ afhangt. Men kan dit als volgt inzien. In het linkerlid van vergelijking (1) is $\exp(\eta V_d) \gg 1$. Men kan (1) dus met goede benadering herleiden tot:

$$V_d = -\frac{1}{\eta} \ln \gamma. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

De doorslagspanning varieert dus evenredig met $\ln \gamma$. Daar $\ln \gamma$ slechts weinig met γ varieert, zijn de kleine verschillen die na de katodeverstuiving nog aanwezig zijn, in de waarde van V_d nauwelijks bemerkbaar.

Uit formule (2) blijkt verder dat V_d, sterker dan van γ, afhangt van η. Nu is η geenszins een constante, maar een grootheid die zelf weer afhangt van het quotiënt van de elektrische veldsterkte E en de gasdruk p. Ingeval men werkt met gelijkvormige elektrodeconfiguraties, is E bij gegeven spanning omgekeerd evenredig met de lineaire afmetingen daarvan, d.w.z.: in het geval van twee vlakke platen omgekeerd evenredig met hun afstand d. In dit geval is V_d dus een functie van pd (wet van Paschen). *Fig. 7* toont dit verband voor de doorslag van enige gassen tussen vlakke elektrodes van molybdeen [8]). Men ziet in de figuur dat voor een mengsel van neon en 0,1% argon V_d in een groot gebied van pd-waarden slechts weinig varieert.

Hoewel de in fig. 7 voorkomende krommen niet geheel zullen gelden voor de nieuwe indicatorbuis met zijn draadvormige trekkers, mocht verwacht worden dat ook hier de ontsteekspanning van de hulpontlading door het gebruik van de Ne-A-vulling, weinig met de elektrodeafstand zou variëren.

[8]) S. M. Frouws, Handelingen van de derde internationale conferentie over ionisatieverschijnselen in gassen, Venetië 1957, blz. 341.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

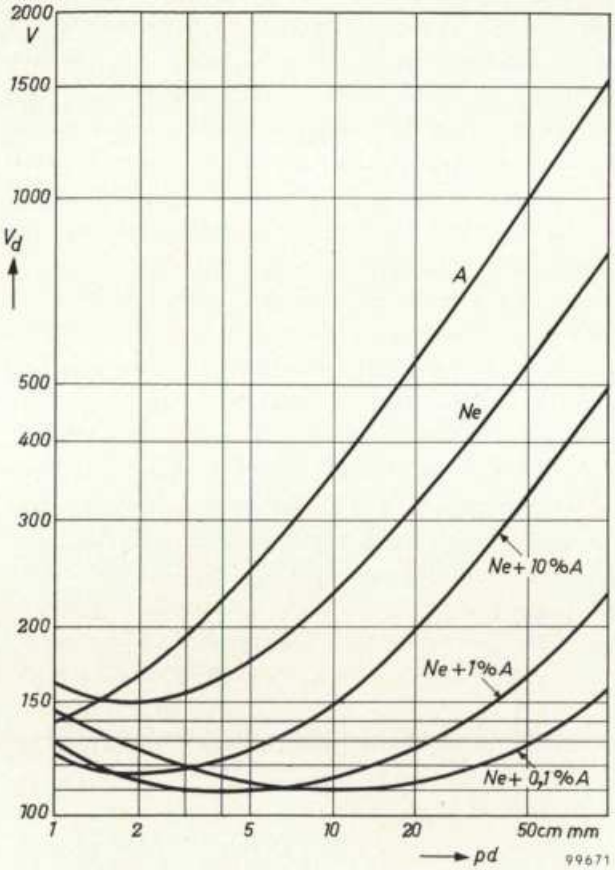


Fig. 7. Doorslagspanning V_d van verschillende gassen als functie van pd bij gebruik van vlakke plaatvormige molybdeenelektrodes (krommen van Paschen). Voor een mengsel van neon en 0,1% argon varieert V_d in een groot gebied van pd slechts weinig.

Fig. 8 toont het resultaat van onderzoek hieromtrent. Bij de ene serie metingen bevond de trekker zich tegenover een plaatvormige en bij de andere serie tegenover een draadvormige molybdeenkatode. Men ziet dat V_d inderdaad niet sterk met d varieert en voor zeer kleine d-waarden zelfs nagenoeg constant is. In het geval met plaatvormige katode varieert V_d bij een d-waarde van 1 mm ca. 0,8 volt indien d een tiende mm — dat is dus 10% — toe- of afneemt. Ook door de keus van de gasvulling is dus het onderlinge verschil in doorslagspanning tussen de trekkers klein gemaakt.

Naast de gesteldheid van het katodeoppervlak en de geometrie der elektrodes is er nog een derde factor die de minimumamplitude van het stuursignaal bepaalt. Dit is het verschijnsel dat V_d bij praktisch gebruik van de buis ook voor één bepaalde katode-trekkercombinatie niet geheel constant is, maar zekere fluctuaties vertoont. Daar deze samenhangen met een der hierboven besproken vertragingsverschijnselen, en de grootte van de fluctuaties in V_d dus afhangt van de snelheid waarmee de trekkerspanning oploopt, zullen we de bespreking van onderzoek hieromtrent uitstellen tot de volgende paragraaf, die het verband tussen de minimaal vereiste signaalamplitude en de eigenschappen (amplitude, frequentie, vorm) van de voedingsspanning tot onderwerp heeft.

De voedingsspanning

Zoals reeds werd beschreven, wordt de indicatorbuis ter wille van de verplaatsbaarheid van de ontlading gevoed met een gelijkgerichte wisselspanning. Indien de aflezing visueel geschiedt, is de enige eis die men aan de frequentie daarvan stelt, dat het glimlicht niet mag flikkeren. Een frequentie van 50 Hz is hiervoor reeds ruimschoots hoog genoeg.

Indien men onderzoekt hoe de minimaal vereiste stuurspanning afhangt van de frequentie van de voedingsspanning, vindt men (zie *fig. 9*) dat de eerstgenoemde spanning voor frequenties tot ca. 300 Hz ongeveer constant is, en daarboven met hoger wordende frequentie steeds sterker toeneemt. Bij frequenties hoger dan ca. 3000 Hz is de ontlading in 't geheel niet meer verplaatsbaar. De voornaamste oorzaak van dit verschijnsel is gelegen in het feit

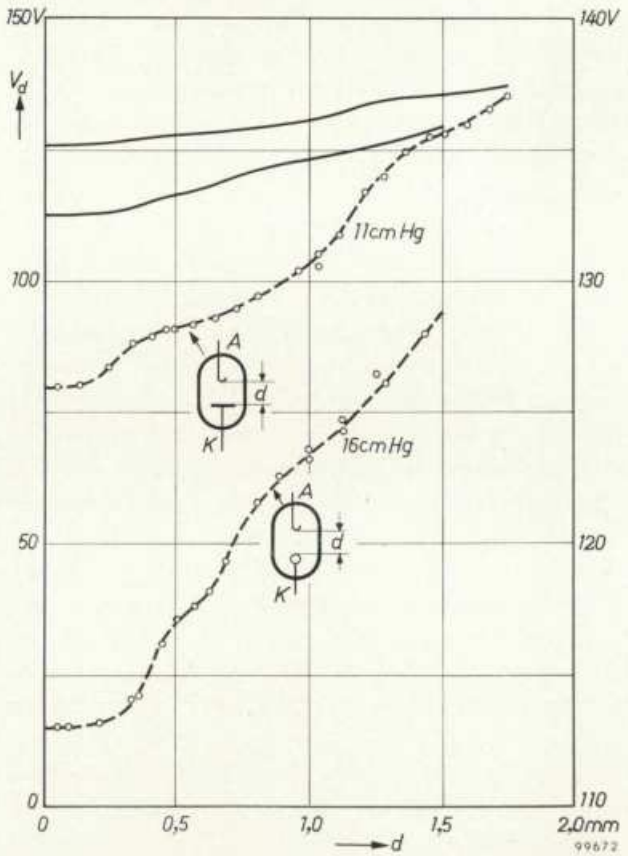


Fig. 8. De doorslagspanning V_d van een trekker-katode-combinatie als functie van de afstand d tussen deze elektrodes. De bovenste getrokken kromme geldt voor een plaatvormige, de onderste voor een draadvormige molybdeenkatode. Voor de plaatkatode varieert V_d bij een d-waarde van 1 mm slechts ca. 0,8 V per tiende mm. De gasdruk was bij de metingen van de bovenste kromme 11 cm Hg en bij de andere 16 cm Hg. De beide series meetpunten waaruit de krommen verkregen zijn, zijn in de figuur getekend met inachtneming van de rechts getekende V_d-schaal.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

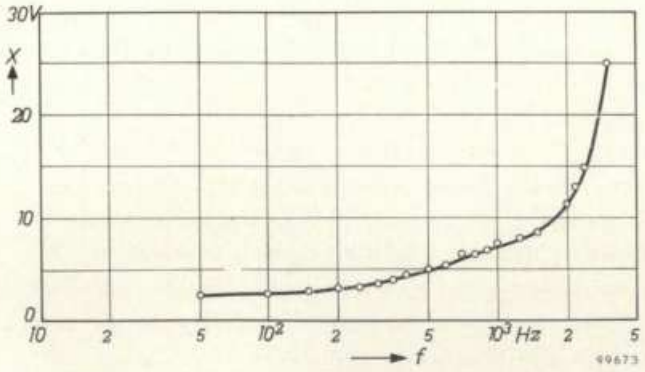


Fig. 9. De minimaal vereiste stuurspanning X als functie van de frequentie f van de voedingsspanning. Bij frequenties boven 3000 Hz is X groter dan 25 V (het verschil tussen ontsteek- en brandspanning) en de ontlading dientengevolge niet meer verplaatsbaar.

dat na het doven van de gasontlading niet ogenblikkelijk alle ionen en elektronen, die tezamen het zg. plasma vormen, verdwenen zijn. Wordt nu opnieuw een spanning aangelegd terwijl nog enig „restplasma" aanwezig is, dan vindt de ontsteking bij een lagere spanning plaats dan anders. Deze verlaging is des te sterker naarmate er méér restplasma is, dat wil zeggen naarmate de tijd Δt tussen het doven van de ontlading en het opnieuw aanleggen van spanning korter is. Is de verlaging zo groot dat de doorslagspanning gedaald is tot de brandspanning, dan zal de buis steeds op dezelfde plaats ontsteken. *Fig. 10* toont het resultaat van een serie metingen omtrent de verlaging van de doorslagspanning, verricht aan een indicatorbuis van het in dit artikel beschreven type. Men ziet dat bij een Δt-waarde van 1 ms de vermindering ΔV van de doorslagspanning reeds ca. 13 volt bedraagt. en voor nog kortere tijden sterk toeneemt. Dit is

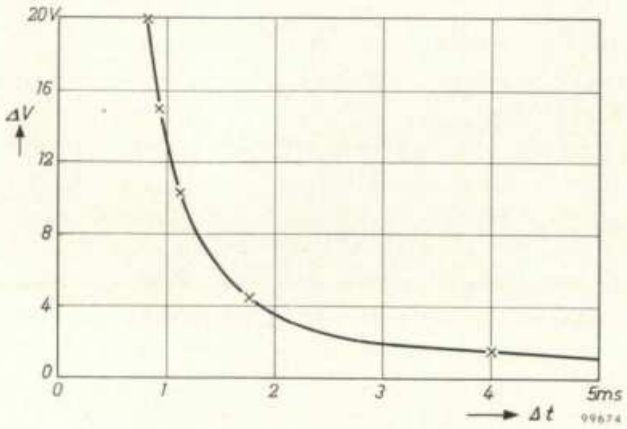


Fig. 10. De vermindering ΔV van de ontsteekspanning (vergeleken met de waarde die men vindt als de ontlading lange tijd niet gebrand heeft) als functie van het tijdinterval Δt tussen het ogenblik van ontsteken van een ontlading en het ogenblik waarop de voorgaande ontlading doofde. Naarmate Δt kleiner is, is ΔV groter. Dit komt doordat na het doven niet alle ionen en elektronen direct verdwenen zijn.

globaal in overeenstemming met wat men leert uit fig. 9. Het verschil tussen de normaal optredende ontsteekspanning en de brandspanning (ca. 25 V) komt in fig. 10 overeen met een Δt-waarde van 0,7 ms; dit correspondeert ten aanzien van de verplaatsbaarheid van de ontlading met een maximumfrequentie van ca. 1000 Hz. Gezien het feit dat de experimentele omstandigheden bij de in fig. 10 samengevatte metingen verschilden van de normaal optredende, kan de overeenstemming met de waarde die uit fig. 9 volgt, bevredigend genoemd worden.

Ten einde iets kwantitatiefs te weten te komen over de invloed van vertragingsverschijnselen, zijn registrogrammen gemaakt van het verloop van de stroom in de hoofd- en in de hulpontlading en ook van de totale stroom in hoofd- en hulpontlading samen, als functie van de tijd die verliep sedert het aanleggen van de spanning. De daartoe gebruikte schakeling vindt men schematisch afgebeeld in *fig. 11*. Dit onderzoek had niet alleen ten doel om

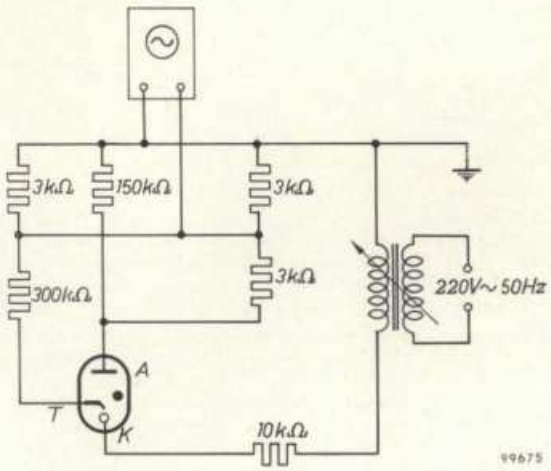


Fig. 11. Schakeling voor het registreren van het tijdsverloop van hetzij de trekkerstroom, hetzij de hoofdstroom, hetzij de som van geschikt gekozen fracties van ieder. De tijdasfrequentie van de oscilloscoop was zodanig gekozen dat de volle beeldbreedte overeenkwam met 30 μs. Door de ontlading en de oscilloscoop te voeden met dezelfde netspanning, hadden we geen afzonderlijke synchroniseerschakeling nodig.

te weten te komen welke waarden de statistische vertraging kan hebben, maar ook om na te gaan hoe snel de hulpontlading wordt opgebouwd en met welke vertraging de hoofdontlading ontsteekt.

Een aantal der opgenomen oscillogrammen vindt men (nagetekend) weergegeven in *fig. 12*. De krommen van fig. 12*a* hebben betrekking op de stroom van de hoofdontlading. Men ziet dat de krommen in hoge mate gelijkvormig zijn (gelijke opbouwtijd), maar ten opzichte van elkaar wat verschoven liggen. Deze spreiding bedraagt slechts enkele microseconden. De uitersten liggen ongeveer 10 μs uiteen. In fig. 12*b* ziet men opnamen van het verloop van de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

som van geschikt gekozen fracties van de stromen van beide ontladingen. Deze zijn opgenomen met verschillende waarden van de weerstanden in de schakeling van fig. 11; de verhouding van de fracties was bij beide opnamen dus niet dezelfde. Uit dit

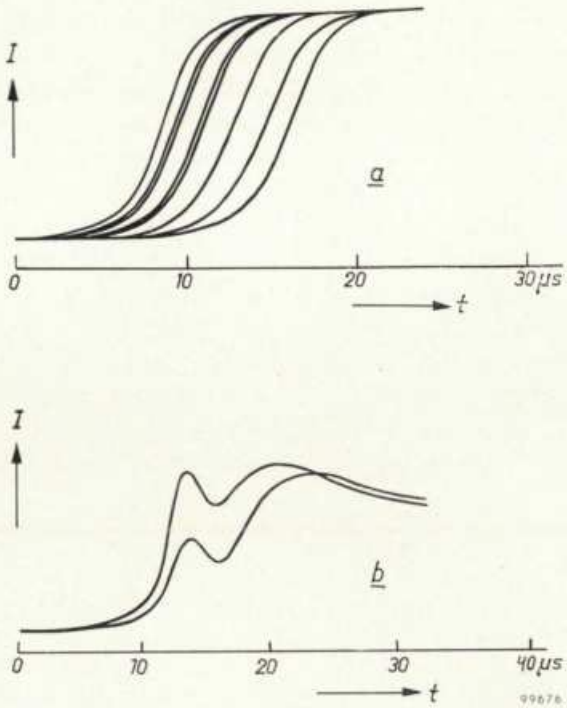


Fig. 12. *a*) Oscillogrammen (nagetekend) van de stroom van de hoofdontlading. De krommen zijn nagenoeg gelijkvormig (constante opbouwtijd), maar er is een spreiding van enkele μs in het ogenblik van optreden (statistische vertraging). De uiterste krommen liggen minder dan 10 μs uiteen. *b*) Oscillogrammen van hulp- en hoofdontlading samen. De verhouding van de amplitudes van de van de twee stromen afkomstige signalen was in beide gevallen verschillend gekozen. Men kan uit het verschil der oscillogrammen concluderen dat de eerste piek afkomstig is van de hulp- en de tweede van de hoofdontlading. Men ziet dat de hoofdontlading reeds ontsteekt enkele μs nadat de hulpstroom zijn maximum bereikt.

gegeven en het uiterlijk der krommen kan men concluderen dat de eerst optredende piek moet worden toegeschreven aan de hulp- en de tweede aan de hoofdontlading. Men ziet dat het ontsteken van de hoofdontlading minder dan 5 μs na het optreden van de eerste piek begint. Gebleken is dat deze „overneemtijd", evenals de opbouwtijd (vgl. fig. 12*a*), nagenoeg constant is. De spreiding in de totale vertragingstijd wordt dus nagenoeg geheel veroorzaakt door die in de statistische vertraging.

Uit het resultaat van de bovengenoemde experimenten kan men afleiden dat de effecten waarvan hier sprake is, geen invloed uitoefenen op de maximaal toelaatbare frequentie van de voedingsspanning. De gemeten tijdsintervallen zijn ruwweg 100× zo klein als de ontionisatietijd.

Door het feit dat de totale vertraging een spreiding vertoont, heeft zij, zoals reeds werd aangekondigd, wèl een zekere invloed op de minimaal vereiste amplitude van het stuursignaal. Immers, hierdoor treedt ook in de doorslagspanning een spreiding op die gelijk is aan die in de vertraging vermenigvuldigd met de tijdsafgeleide van de voedingsspanning bij de waarde van de doorslagspanning (ca. 130 V). Deze tijdsafgeleide is groter naarmate men bij constante frequentie de amplitude vergroot en óók naarmate men bij constante amplitude de frequentie hoger kiest. Een indruk van de grootte van dit effect verkrijgt men uit het volgende getallenvoorbeeld, waarin waarden zijn gebruikt die in de praktijk voorkomen. Rekent men met een frequentie van 50 Hz, een amplitude van 300 V, en een verschil in vertragingstijd voor twee doorslagen van 10 μs, dan verschillen de waarden van de ontsteekspanningen van deze ontladingen ongeveer 0,85 V; bij een amplitude van 150 V ongeveer 0,35 V. Vergeleken met een signaalamplitude van 3 of 4 V, zijn deze bedragen niet geheel te verwaarlozen.

Uit het bovenstaande kan men opmaken dat het voeden van de buis met een kanteelspanning alleen zonder ernstige vergroting van het minimaal vereiste stuursignaal kan geschieden indien de flanksteilheid van de kantelen kleiner dan ca. 10^5 V/s is.

Er zij hier nog opgemerkt dat gebleken is dat de minimale stuurspanning kleiner is naarmate de elektrode naar welke men de ontlading wenst te verplaatsen, dichterbij ligt. In het licht van het in dit hoofdstuk behandelde is dit verschijnsel volkomen begrijpelijk. De elektronen die de lawinevorming inleiden, zijn in onze buis in de regel afkomstig van de ontlading die gedurende de voorgaande netperiode(s) plaatsvond. Naar dichtbijgelegen elektrodes diffunderen ze uiteraard sneller en in groter aantal dan naar andere. Voor de ontlading op deze elektrodes is dus de statistische vertraging niet alleen kleiner, maar deze vertoont eveneens een kleinere (absolute) spreiding en geeft dus een kleinere spreiding in ontsteekspanning.

Aan deze elektronentoevoer door diffusie is het te danken dat de statistische vertraging zo klein is als vermeld werd. Indien de buis enige tijd uitgeschakeld is geweest en het eerste elektron dus van andere origine moet zijn, is de vertraging soms aanzienlijk groter. Voor het gebruik van de buis is dit uiteraard niet hinderlijk.

De zichtbaarheid van de ontlading

De zichtbaarheid van een glimontlading hangt af van de aard van het gas en van de stroomdichtheid van de ontlading. Zoals reeds werd vermeld, is de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

nieuwe indicatorbuis in hoofdzaak gevuld met neon. Dit is uit een oogpunt van lichtopbrengst onder de edele gassen (andere zijn in een gasontlading chemisch te reactief) het beste. De stroomdichtheid is groot gemaakt door de gasdruk vrij hoog te kiezen — de stroomdichtheid is ongeveer evenredig met het kwadraat van de gasdruk —, en verder door de glimontlading anomaal te laten branden (vgl. fig. 6).

Metingen hebben aangetoond dat de helderheid van de ontlading ca. 1200 cd/m² bedraagt (stroomdichtheid 10 mA/cm²). Ter vergelijking moge dienen dat de helderheid van een fluorescentielamp van 40 W ca. 8000 cd/m² bedraagt. Het glimlicht is mede door zijn kleur (oranje-rood) ook bij normaal daglicht goed waarneembaar.

Het anomaal branden is in de nieuwe buis mogelijk gemaakt door de begrenzing van de katodeoppervlakken. Tevens bevordert deze begrenzing de gemakkelijke afleesbaarheid. Zonder deze grenzen zou een (in dit geval normale!) glimontlading óók wel blijven staan op de plaats van de trekker die het stuursignaal voert, maar zou ten opzichte van deze een sterk asymmetrische positie kunnen innemen.

Resumerend kan gezegd worden dat in de bestaande behoefde aan een eenvoudige, gemakkelijk afleesbare, decimale indicator die werkt op een energiearm signaal van slechts enkele volts, door de nieuwe buis op bevredigende wijze voorzien wordt. Onderzoek naar verandering van de eigenschappen met de tijd heeft aangetoond dat deze zeer gering is, zowel bij intensief gebruik als bij langdurige bewaring. Omtrent de levensduur van de buizen mag verwacht worden dat deze, evenals bij andere glimontladingsbuizen, zeer groot zal zijn.

Samenvatting. Voor het lezen van transistortelschakelingen behoeft men (zelf niet tellende) indicatorbuizen die werken op een energiearm signaal van slechts enkele volts. De beschreven buis heeft een ringvormige, in tien sectoren verdeelde, katode en ook een ringvormige anode, en is gevuld met Ne+ 0,1% A onder een druk van ca. 15 cm Hg. In de buis wordt op de gewenste plaats een gasontlading (anomale glimontlading) ontstoken met behulp van één van tien hulpelektrodes (trekkers). Het door de transistortelschakeling te leveren stuursignaal behoeft daartoe de potentiaal van de desbetreffende trekker slechts 5 volt van die van de (geaarde) anode te doen verschillen. De stroom van de hulpontlading behoeft slechts 50 μA te bedragen om ontsteken van de hoofdontlading te verzekeren. Het verplaatsen van de hoofdontlading naar iedere met het telresultaat overeenkomende plaats is mogelijk, door de ontlading periodiek te doen doven. Men voedt de buis daartoe met een gelijkgerichte, niet afgevlakte, wisselspanning, die b.v. verkregen kan worden uit de netspanning.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PROEVEN MET RADIOACTIEVE PREPARATEN VAN HET ACARICIDE „TEDION V 18"

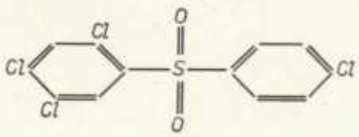
door J. HALBERSTADT *).

632.951.001.4:539.16

Philips-Duphar brengt onder het merk „Tedion V18" preparaten in de handel die een dodelijke werking uitoefenen op eieren en larven van spintmijten, o.a. van het beruchte fruitspint [1]). Op bomen die met „Tedion" zijn behandeld, blijft een residu achter, dat zijn acaricide (spintdodende) werking lange tijd behoudt [2]). Voor de boom is „Tedion" niet schadelijk, voor warmbloedige dieren is de giftigheid zeer gering.

Voor het onderzoek van pesticiden (verzamelnaam voor insecticiden, acariciden, enz.) is het van belang, kwantitatief te weten, in hoeverre deze stoffen in de plant worden opgenomen, getransporteerd en afgebroken. Met het oog op eventuele giftigheid voor warmbloedige dieren wil men weten, in welke mate ze in het lichaam van een dier deelnemen aan de stofwisseling (worden opgeslagen in weefsels of uitgescheiden). Een nauwkeurige manier om zich deze kwantitatieve gegevens te verschaffen, berust hierop dat men één van de chemische elementen waaruit het pesticide bestaat, vervangt door een radioactief isotoop. Door meten van de radioactiviteit kan men dan kwantitatief nagaan, waar dit isotoop blijft nadat plant of dier met het radioactieve pesticide is behandeld.

Deze methode hebben wij toegepast voor „Tedion". Het werkzame bestanddeel van „Tedion" is 2,4,5,4′-tetrachloordifenylsulfon:



Op een manier die elders kort is aangeduid [3]), is deze stof bereid met het radioactieve zwavelisotoop ^{35}S, dat β-emissie vertoont. De halveringstijd bedraagt 87 dagen. Preparaten met deze verbinding zijn gebruikt voor veldproeven op appelbomen en voor stofwisselingsproeven op ratten. Over beide reeksen van proeven wordt hieronder in het kort iets meegedeeld.

Proeven op appelbomen

Op appelbomen zijn proeven genomen met radioactief „Tedion" in twee formuleringen: als spuitpoeder en als „mengbare" (emulgeerbare) olie [4]). 2 gram van het spuitpoeder (gehalte 20% „Tedion") werd in 2 liter water gesuspendeerd, 5 milliliter mengbare olie (gehalte 8% „Tedion") in 2 liter water geëmulgeerd. Met ieder van deze vloeistoffen zijn op het terrein van het Agrobiologisch Laboratorium Boekesteyn [5]) twee appelbomen (ras „Golden Delicious") op zorgvuldige wijze bespoten. Dit gebeurde begin juli 1957, onder gunstige weersomstandigheden. De specifieke radioactiviteit van het „Tedion" bedroeg toen 6,1 millicurie per gram.

De nu te beschrijven proeven hadden ten doel, te bepalen, hoeveel „Tedion" *op* de bladeren was terechtgekomen, hoeveel daarvan *in* de bladeren doordrong, en hoe beide hoeveelheden in de loop van de tijd veranderden.

Direct na het opdrogen werden twee monsters genomen van 20 bladeren elk. Evenals alle volgende monsters, werden deze onmiddellijk in behandeling genomen. Eerst werden de bladeren in de lengte in tweeën gesneden. De 20 linkerhelften werden direct gedurende acht uur bij 40 °C gedroogd en daarna verpoederd; aan dit poeder werd de totale radioactiviteit gemeten. De 20 rechterhelften werden gewassen met nitromethaan om het uitwendige radioactieve „Tedion" te verwijderen (nitromethaan is het enige bekende oplosmiddel voor „Tedion" dat de bladeren niet aantast). Vervolgens werden ook deze halve bladeren gedroogd en verpoederd, en aan dit poeder werd de radioactiviteit van het inwendig aanwezige „Tedion" bepaald.

Het meten van de radioactiviteit gebeurde aan „oneindig dikke" poedervormige preparaten in een vaste opstelling, met behulp van een Philips geigermüllertelbuis type 18 506 met eindvenster en een Philips telinrichting type PW 4035. De variatie in de meetresultaten bedroeg ongeveer 3%.

Om uit de gemeten radioactiviteit te kunnen berekenen, hoeveel „Tedion" in de bladpreparaten

*) Thans werkzaam bij het Internationale Atoomenergieagentschap te Wenen, voorheen bij de N.V. Philips-Duphar, Weesp.

[1]) J. Meltzer, Het onderzoek van de bestrijding van dierlijke plagen, Philips techn. T. **17**, 120-127, 1955, in het bijzonder blz. 126.

[2]) J. Meltzer en F. C. Dietvorst, Action of Tedion on eggs and ovaries of spider mites, T. Pl.ziekten **64**, 104-110, 1958 (no. 1).

[3]) J. Halberstadt, Some experiments with radioactive preparations of 2,4,5,4′-tetrachlorodiphenylsulphone, a new acaricide, Meded. Landbouwhogeschool en Opzoekingsstations van de Staat te Gent, **23**, 788-794, 1958 (no. 3/4).

[4]) W. Duyfjes, Het formuleren van pesticiden, Philips techn. T. **19**, 170-181, 1957.

[5]) Philips techn. T. **16**, 353, 1954.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

was gebracht, is een vergelijkingspreparaat bereid. 2,54 g droog bladpoeder, afkomstig van tien niet bespoten bladeren, werd daartoe gemengd met 0,254 mg radioactief „Tedion" en vervolgens weer gedroogd.

Vergelijking van de radioactiviteiten levert echter niet onmiddellijk de hoeveelheid „Tedion", doch in feite de in de bladeren gebrachte hoeveelheid zwavelatomen. Deze behoren nog slechts gedeeltelijk tot chemisch onberoerde moleculen „Tedion"; de rest van de zwavel is met het overige „Tedion" in de plant gebonden (als glucosiden of aan eiwitten) of bevindt zich in afbraakprodukten van „Tedion".

Om te onderzoeken, welk gedeelte van de zwavel nog in vrije moleculen „Tedion" aanwezig is, hebben wij gebruik gemaakt van de zg. omgekeerde isotopenverdunningsmethode. Aan het gedroogde bladmateriaal wordt een afgewogen hoeveelheid niet-radioactief „Tedion" toegevoegd, en vervolgens extraheert men het „Tedion" uit dit mengsel met behulp van een geschikt oplosmiddel. Men krijgt aldus het tevoren in het bladpoeder aanwezige radioactieve plus het toegevoegde niet-radioactieve „Tedion" samen in oplossing. Nadat deze oplossing geconcentreerd is, kristalliseert het „Tedion" grotendeels uit. Dit preparaat wordt gereinigd door het om te kristalliseren, tot het smeltpunt en de specifieke radioactiviteit constant zijn geworden. Stel, deze laatste is a', en die van het op de boom gespoten „Tedion" is a. Als x milligram de oorspronkelijk in het bladpoeder aanwezige hoeveelheid radioactief „Tedion" is, en g milligram de toegevoegde hoeveelheid niet-radioactief „Tedion", dan geldt:

$$a\,x = a'(g + x).$$

Daar x zeer klein is in vergelijking met g, kan men x berekenen uit

$$x = \frac{a'}{a}\,g\,.$$

In *fig. 1* zijn de uitkomsten vermeld in microgrammen „Tedion"-zwavel per blad, als functie van de tijd die tussen het bespuiten van de bomen en het nemen van het bladmonster is verstreken. Fig. 1*a* geldt voor het spuitpoeder en fig. 1*b* voor de mengbare olie. Het blijkt dat bij beide formuleringen de uitwendig aanwezige zwavel (streepjeslijn) in één tot twee dagen tot de helft van de beginwaarde is gedaald. Pas na het nemen van het tweede bladmonster had het voor het eerst sinds de bespuiting geregend, zodat dit resultaat niet aan

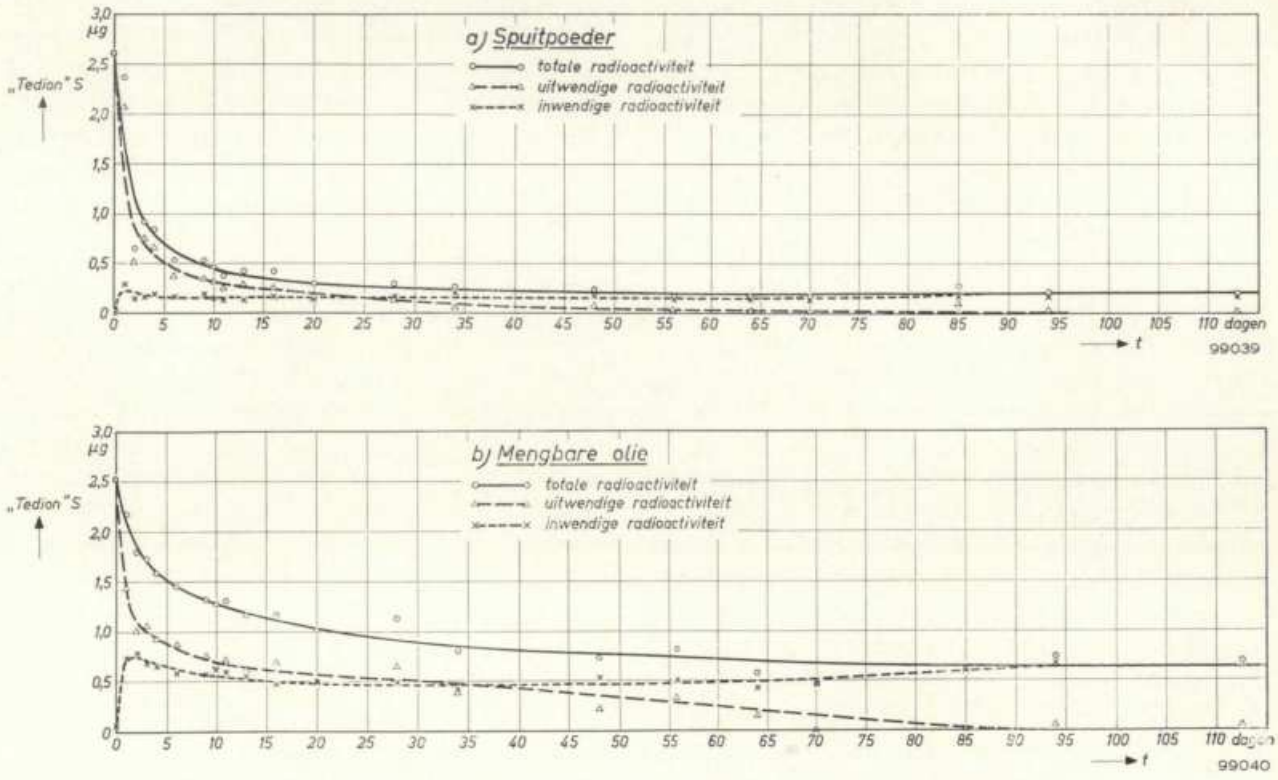


Fig. 1. Hoeveelheid uit „Tedion" afkomstige zwavel per blad, als functie van het aantal dagen na de bespuiting van appelbomen met een preparaat van (*a*) spuitpoeder of van (*b*) mengbare olie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

regen is toe te schrijven. Na ca. vier dagen is nog 20% van het spuitpoederpreparaat en 40% van het mengbare-oliepreparaat op het blad aanwezig. Na dit tijdsverloop neemt de uitwendig aanwezige hoeveelheid zwavel slechts langzaam af, tot na ongeveer drie maanden er zo goed als niets meer van over is; de totale radioactiviteit is dan dus gelijk geworden aan de inwendige.

De inwendige hoeveelheid zwavel van de bladeren (stippellijnen in fig. 1*a* en *b*) neemt eerst snel toe en bereikt bij beide formuleringen een maximum in ongeveer één dag. Dit maximum bedraagt ca. 8% van de in totaal toegediende radioactiviteit in het geval van het spuitpoeder, en ca. 30% bij de mengbare olie. De met de mengbare olie behandelde bladeren nemen dus bijna vier maal zo veel „Tedion" op als bladeren die bespoten worden met het spuitpoederpreparaat (deze verhouding hangt overigens nog af van de grootte der deeltjes in het residu op het blad, van het contact tussen de deeltjes en het bladoppervlak, e.d.).

Voorbij het maximum neemt de inwendige hoeveelheid zwavel langzaam af tot een waarde die ongeveer een maand constant blijft, en die voor de mengbare olie ca. drie maal zo groot is als voor het spuitpoeder. Bij beide preparaten nam na ca. twee maanden de inwendige hoeveelheid zwavel enigszins toe. Misschien is dit toe te schrijven aan het feit dat aan het eind van het zomerseizoen alle levensprocessen in de bladeren — dus ook die welke het „Tedion" afbreken — langzamer gaan verlopen, terwijl het opnemen van uitwendige residu's vermoedelijk onveranderd doorgaat.

De isotopenverdunningstechniek, toegepast op de monsters van bladeren die met de mengbare olie waren bespoten, gaf de volgende resultaten: in november 1957 (141 dagen na de bespuiting) werd 79,2 μg niet-ontleed „Tedion" aangetroffen, met een radioactiviteit van 0,157 microcurie ^{35}S. Dit is 17,5% van de totale radioactiviteit van het bladmonster, die op dezelfde datum 0,9 microcurie bedroeg.

Uit de proeven met bladmonsters zijn de volgende conclusies te trekken. Uit de formulering met de mengbare olie wordt drie tot vier maal zo veel „Tedion" op het blad gefixeerd en in het blad opgenomen als uit die met het spuitpoeder. De mengbare olie zal in het gebruik dus economischer zijn. Het doordringen van „Tedion" in het blad gaat snel. Meer dan een maand na de bespuiting is er op en in het blad nog niet-ontleed „Tedion" aanwezig, zelfs na twee maanden nog genoeg om een acaricide werking uit te oefenen. Het in het blad doorgedrongen „Tedion" staat bloot aan omzetting en transport door de plant heen, maar wordt van buiten af aangevuld.

Om deze bevindingen op hun juiste waarde te kunnen beoordelen, moet men weten dat eieren en larven van het spint door contact met „Tedion" worden vernietigd, en dat de eieren die een volwassen spint legt welke zich heeft gevoed met sap uit het blad, niet uitkomen indien het sap een voldoende gehalte aan „Tedion" bezit. Voor de spintbestrijding is dus de aanwezigheid van het bestrijdingsmiddel zowel *op* als *in* het blad nodig. Aan beide eisen blijkt „Tedion" op zeer bevredigende wijze te voldoen.

In het algemeen is het wenselijk dat een pesticide door de ermee behandelde cultuurplanten op den duur wordt afgebroken, in een zodanig tempo dat er weinig meer van over is tegen de tijd dat de plant of zijn vruchten door mens of huisdier zullen worden geconsumeerd. „Tedion" — voor zoogdieren overigens nagenoeg onschadelijk — ondergaat zulk een langzame afbraak.

Van de bespoten bomen zijn niet alleen de bladeren onderzocht, maar ook de vruchten. Appels, geplukt ongeveer 6½ week na het bespuiten, werden eerst in warm nitromethaan ontdaan van uitwendig „Tedion". Daarna werden ze geschild; de schillen en de geschilde vruchten werden afzonderlijk tot pulp gewreven en de pulpmassa's geëxtraheerd met chloroform. De beide chloroformoplossingen werden ingedroogd en de residu's behandeld met nitromethaan. Van de drie nitromethaanoplossingen werd de radioactiviteit gemeten (die van de geëxtraheerde pulp is niet bepaald). De resultaten vindt men in *tabel I*.

Tabel I. Metingen van de radioactiviteit van appels, 6½ week nadat de bomen waren bespoten met radioactief „Tedion" in verschillende formuleringen.

„Tedion" formulering	Appels	Per vijf appels:	
		microcurie ^{35}S	berekend als „Tedion" μg
mengbare olie	uitwendig	0,127	30
	schil	0,096	23
	rest	0,077	18
			71
spuitpoeder	uitwendig	0,035	9
	schil	0,013	3
	rest	0,033	8
			20

In totaal namen vijf appels 71 μg „Tedion" op uit de formulering met de mengbare olie, en 20 μg uit die met het spuitpoeder (dus ongeveer dezelfde

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

verhouding als bij de bladeren is gevonden). Beide hoeveelheden zijn te gering voor acaricide werking en a fortiori geheel onbetekenend uit het oogpunt van eventuele schadelijkheid voor de mens.

Proeven op ratten

De proeven op ratten zijn gedaan met een preparaat dat bestond uit een suspensie van radioactief „Tedion" in een emulsie van slaolie in water. Het „Tedion" had een specifieke radioactiviteit van enige millicuries per gram. Bij de eerste proeven kregen de ratten een totale dosis van 100, 50 of 10 mg „Tedion" per kg lichaamsgewicht, hetzij ineens, hetzij in over een aantal dagen verdeelde porties. Het preparaat werd via een slangetje rechtstreeks in de maag gebracht.

Een voorlopige proef bestond hierin dat een aantal ratten tien dagen lang $\frac{1}{10}$ van de totale dosis (100 mg) kregen. Daarna werden enige van deze ratten gedood, en verscheidene van hun organen en weefsels werden met behulp van verschillende extractietechnieken op radioactiviteit onderzocht. De niet-gedode ratten bleven verder onder normale omstandigheden in hun kooien; bepaald werd de radioactiviteit van hun faeces en urine.

Bij een volgende proef werd aan andere ratten de totale dosis 100, 50 of 10 mg radioactief „Tedion" per kg lichaamsgewicht ineens gegeven. 48 uur later werden deze ratten gedood en hun organen en weefsels, evenals hun verzamelde faeces en urine, op radioactiviteit onderzocht. Op details van de gebruikte technieken zal elders worden ingegaan.

De voorlopige proef heeft aangetoond dat vele weefsels radioactief waren geworden, vooral vet-, darmkanaal- en spierweefsels en de lever. Ook de haren vertoonden enige radioactiviteit; dit is een aanwijzing dat een deel van het „Tedion" was afgebroken tot eenvoudiger zwavelverbindingen waaruit door biosynthese zwavelaminozuren ontstaan, die in de haren voorkomen. Verreweg het grootste deel van het ^{35}S bleek echter het lichaam van de ratten te hebben verlaten: 71% met de faeces, 4% met de urine, en 7% was nog aanwezig in de inhoud van het darmkanaal. Men mag dus aannemen dat 82% van de gegeven dosis wordt uitgescheiden en slechts 18% in verschillende lichaamsdelen wordt opgenomen. Na beëindiging van de toediening nam bij de in leven gelaten ratten de radioactiviteit snel tot een verwaarloosbaar bedrag af. *Tabel II* geeft een overzicht van de gevonden verdeling bij een rat die 100 mg per kg ineens had gekregen. De som van de uit de stralingsmetingen gevonden hoeveelheden zwavel (1236 μg) klopt bijzonder goed met de toegediende dosis (1221 μg); dit versterkt het vertrouwen in de gevolgde methode.

Tabel II. Verdeling van „Tedion"-zwavel in het lichaam van een rat, 48 uur nadat hem 13,6 mg „Tedion" (d.i. 1221 μg zwavel) was toegediend. De rat woog 136 g.

Lichaamsbestanddelen		„Tedion"-zwavel μg
faeces		878,8
urine		51,3
huid en haar	acetonextract (huidvet)	87,8
	residu (hoofdzakelijk haar)	5,2
maag-darmkanaalweefsel		84,4
spieren		16,9
vet		78,1
bloed (grootste gedeelte ervan)		0,10
hersens		0,16
hart		0,10
nieren		0,39
lever		4,14
longen		0,43
milt		0,06
karkas (niet-gespecificeerde rest van het lichaam, hoofdzakelijk been, kraakbeen en pezen)		24,3
wasvloeistof van de kooi		4,23
	Totaal	1236,41 ± 20

Op twee andere ratten is de proef gedaan met een dosis van 50 mg „Tedion" per kg lichaamsgewicht, en op nog twee andere met 10 mg per kg. De relatieve verdeling over de verschillende lichaamsbestanddelen verschilde slechts zeer weinig met die welke in Tabel II is vermeld.

De isotopenverdunningsmethode is toegepast om te analyseren, voor welk percentage de gemeten radioactiviteit van verschillende lichaamsbestanddelen afkomstig was van niet-ontleed „Tedion". Zonder hier op details in te gaan, vermelden wij als algemene conclusie dat van de gegeven dosis van 100 mg „Tedion" per kg lichaamsgewicht na 48 uur 40 tot 45% onveranderd werd teruggevonden, en wel grotendeels in de faeces. 55 tot 60% wordt dus op de een of andere wijze ontleed, vermoedelijk voor een belangrijk gedeelte door tussenkomst van de gal.

De beschreven proeven geven geen antwoord op vragen zoals: waar in de plant of in het lichaam van een dier vindt de ontleding van „Tedion" plaats, en welke zijn de ontledingsprodukten? Onderzoek in deze richting is gaande. Overigens moge uit het bovenstaande nog weer eens zijn gebleken, welk een belangrijk hulpmiddel de techniek der radioactieve isotopen is bij onderzoekingen op biologisch gebied.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN EENVOUDIGE SCHAKELING VOOR EEN LICHTBRON VAN CONSTANTE STERKTE

door H. van SUCHTELEN. 535.241.42:621.3.078.3:621.383.4

Bij vele metingen met behulp van een lichtbron is het van belang dat deze voldoende constant is, b.v. bij lichtsterktemetingen met een fotometer en bij absorptiemetingen met een colorimeter of spectrometer. In dit artikel wordt een eenvoudige schakeling beschreven om een gloeilamp op constante sterkte te doen branden met behulp van een cadmiumsulfide-fotoweerstand [1]).

De lichtsterkte van een gloeilamp is in hoge mate afhankelijk van de aangelegde spanning. In *fig. 1* geeft kromme *a* voor een bepaalde lamp de procentuele verandering van de lichtsterkte ten opzichte van de waarde bij de nominale spanning van 220 volt. Een spanningsvariatie van $10^0/_0$ veroorzaakt een lichtsterktevariatie van $34^0/_0$. Gewoonlijk elimineert men voor meetdoeleinden deze spanningsvariaties door de lamp aan te sluiten op een accubatterij of een wisselspanningsstabilisator. Een accubatterij kan een voldoend constante spanning geven maar vereist dan veel onderhoud; bovendien is de grote omvang een nadeel. Men kan eenvoudige stabilisatoren ontwerpen door gebruik te maken van een transformator met verzadigde kern [2]). De spanningsstabilisatie door een dergelijke schakeling, die in *fig. 2* is weergegeven, is zeer behoorlijk. Om een constante lichtbron te maken met behulp van een gloeilamp is ze echter onvoldoende, zoals blijkt uit kromme *b* in fig. 1, die werd opgemeten bij de schakeling van fig. 2.

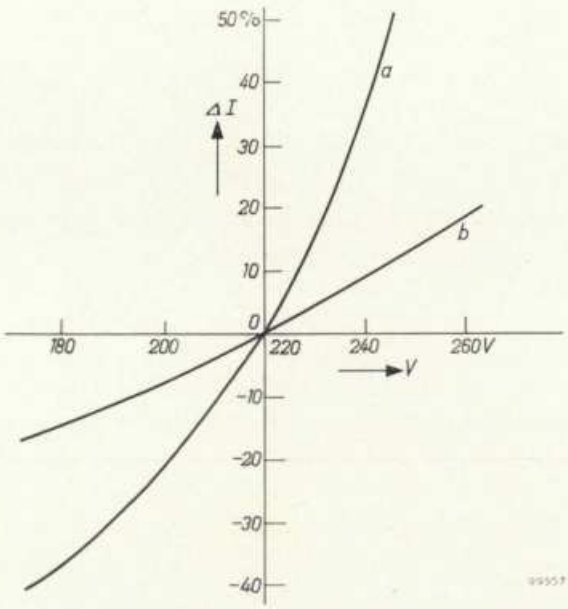


Fig. 1. Lichtsterktevariatie van een gloeilamp bij variatie van de netspanning. Verticaal is uitgezet de procentuele afwijking der lichtsterkte ten opzichte van die bij 220 V, *a* voor lamp zonder stabilisator, *b* voor lamp aangesloten op een wisselspanningsstabilisator.

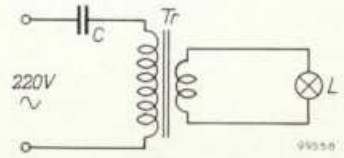


Fig. 2. Schakelschema van een eenvoudige netspanningsstabilisator. *Tr* transformator met verzadigde kern, *C* condensator, *L* belasting.

Indien men een betere spanningsstabilisator gebruikt, of een accubatterij, blijft toch het bezwaar bestaan dat op den duur, bij constante spanning, de lichtstroom afneemt door gedeeltelijke verdamping van de gloeidraad en neerslag op de ballon. Principieel is het daarom beter, niet de voedingsspanning, maar de lichtsterkte zelf te stabiliseren.

Hoewel dit met de klassieke hoogvacuümfotocel en elektronenbuizen heel goed gerealiseerd kan worden, is van praktische toepassing nooit veel gekomen. Deze apparaten zijn vermoedelijk nog juist te ingewikkeld om geapprecieerd te worden in het milieu waar ze in het genoemde geval gebruikt moeten worden. De recente ontwikkeling van fotoweerstand en transistor maakt eenvoudige schakelingen mogelijk, die zeer geschikt zijn voor het stabiliseren van een kleine gloeilamp van b.v. 30 watt. Als proef is een apparaatje vervaardigd, aangepast bij een spectrometer die in het Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven gebruikt wordt.

De schakeling is ontworpen voor een autolamp voor 6 volt, 5 ampère. Daar de netspanning van 220 volt toch omlaag moet worden getransformeerd, is om te beginnen de schakeling van fig. 2 toegepast. Uitgaande van de hierdoor reeds min of meer gestabiliseerde spanning, zijn in serie met de gloeilamp enige transistors geplaatst. Deze transistors worden zo beïnvloed dat ze de stroom verkleinen

[1]) N. A. de Gier, W. van Gool en J. G. van Santen, Fotoweerstanden van geperst en gesinterd cadmiumsulfide, Philips techn. T. **20**, 285-295, 1958 (no. 10).

[2]) H. A. W. Klinkhamer, Een gelijkrichter voor kleine telefooncentrales, Philips techn. T. **6**, 39-45, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

naarmate de lamp meer licht op een fotoweerstand werpt. Deze gedachtengang vindt men terug in het schema van *fig. 3*.

De stabilisatortransformator Tr heeft twee secundaire wikkelingen, S_1 en S_2, waarvan S_1 dient voor de voeding van de lamp. De stroom van ca. 5 A wordt geregeld door vier parallel geschakelde transistors transistor T_1, weer een OC 16 in emissorschakeling. Deze bestuurt de vier regeltransistors via de koppelweerstand R_2. De transistors zijn alleen actief in die helft van de wisselspanningsperiode waarin de collectors negatief zijn; we zullen dus alleen deze helft beschouwen. In fig. 3 is dan punt A negatief ten opzichte van punt B.

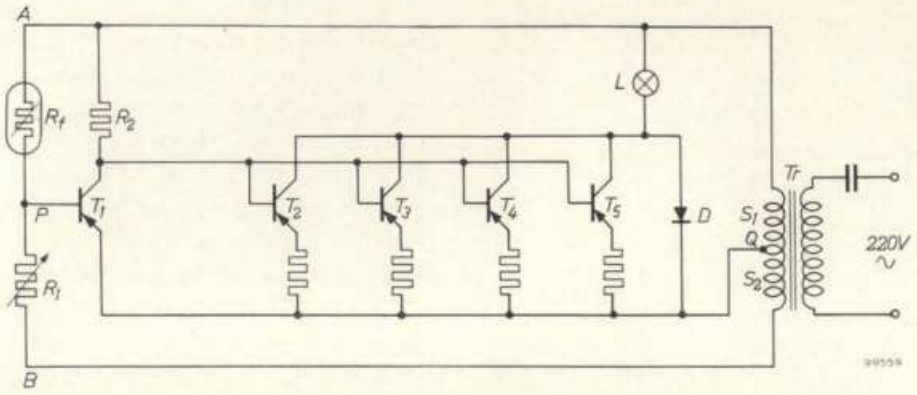


Fig. 3. Schematische voorstelling van de schakeling voor stabilisatie van de lichtsterkte. L is een gloeilamp, R_f een fotoweerstand, T_2-T_5 zijn transistors die de stroom door de lamp regelen. T_1 versterkt de regelspanning.

(T_2-T_5) van het type OC 16 in emissorschakeling [3]). Daar een transistor de stroom in één richting blokkeert, zijn de transistors overbrugd door de diode D (type OA 31). De stroom door de lamp wordt dus slechts in één helft van elke periode geregeld. In de emissorleidingen der transistors zijn vereffeningsweerstanden van 1 Ω geschakeld om de totale stroom gelijkelijk over de vier transistors te verdelen.

Naast de gloeilamp is een cadmiumsulfide-fotoweerstand (type ORP 30) opgesteld in een busje met een (wigvormige) spleet, dat als diafragma dient. Door het busje te verdraaien kan men nl. de belichting van de fotoweerstand veranderen (*fig. 4*). Deze fotoweerstand R_f (fig. 3) is met een weerstand R_1 opgenomen in een brugschakeling, waarvan de andere tak gevormd wordt door de secundaire wikkelingen S_1 en S_2. De spanningen in deze wikkelingen noemen we V_1 en V_2. Nemen we aan dat V_1 en V_2 in faze zijn, dan is de brug in evenwicht (spanning tussen P en Q is nul) als $R_f : R_1 = V_1 : V_2$. Deze toestand komt alleen voor bij één bepaalde waarde van R_f, dus bij één bepaalde belichting van de fotoweerstand. Verandert de belichting, dan ontstaat een spanning tussen P en Q. Deze uitgangsspanning van de brug wordt nu toegevoerd aan de ingangszijde van een als versterker fungerende

Om toe te lichten hoe de regeling werkt, gaan we uit van die belichting waarbij de brug in evenwicht is. Door toenemende belichting daalt de waarde R_f van de fotoweerstand, waardoor de basis van de versterktransistor negatief wordt ten opzichte van de emissor en deze transistor stroom gaat doorlaten. Daardoor wordt de collector minder negatief, en hetzelfde geldt voor de hiermee verbonden bases van de regeltransistors. Uit de transistorkarakteristieken kunnen we afleiden dat deze spanningsverhoging de stroom door de transistors blokkeert zodra

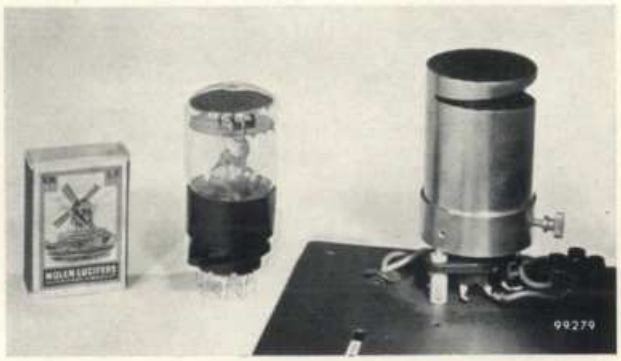


Fig. 4. Fotoweerstand type ORP 30, gemonteerd in busje met diafragma, gezien in de richting van het invallende licht van de te regelen lichtbron. Het licht valt door de wigvormige spleet in het busje en wordt daar diffuus gereflecteerd (zoals in een bol van Ulbricht). De horizontaal gelegen fotogevoelige laag wordt dus over het gehele oppervlak belicht. Door het busje te verdraaien, kan men de belichting van de fotoweerstand veranderen. Links ernaast een exemplaar van hetzelfde type fotoweerstand afzonderlijk.

[3]) J. P. Beijersbergen, M. Beun en J. te Winkel, De lagentransistor als netwerkelement bij lage frequenties I, Philips techn. T. **18**, 329-341, 1956.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de gemeenschappelijke negatieve collectorspanning boven een bepaalde waarde komt. De stroom door de lamp wordt daardoor in de top van de actieve helft van de periode even onderbroken. Het verloop van de spanning over de gloeilamp wordt in *fig. 5* weergegeven.

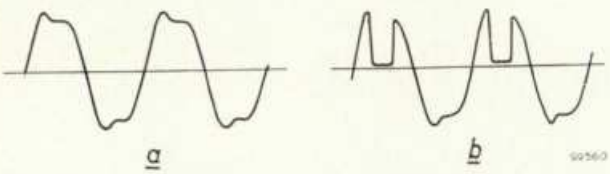


Fig. 5. Spanningsvorm, gemeten aan de gloeilamp.
a) voor lamp, alleen aangesloten op wisselspanningsstabilisator (de afwijking van de sinusvorm wordt veroorzaakt door de stabilisator),
b) voor lamp, opgenomen in de beschreven schakeling.

In de niet-actieve helft van de periode wordt de stroom dus geheel doorgelaten (door de diode). Als de lichtbron en het lichtgevoelige element traagheidsloos waren (dit zou het geval zijn bij gebruik van een gasontladingslamp en een hoogvacuümcel), zou dus gedurende deze halve periode de lichtsterkte niet op de gewenste waarde zijn. De invloed van een spanningsvariatie zou dan slechts voor de helft weggeregeld worden. De lamp en de fotoweerstand hebben echter een zekere traagheid. De lichtsterkte volgt de momentele verandering van de netspanning niet, maar blijft op een waarde die het gemiddelde is over enige periodes. De schakeling reageert nu op deze gemiddelde waarde; in de actieve helft van de periode wordt dus ook geregeld voor spanningsvariaties in de niet-actieve helft.

Deze besturing leent zich niet goed voor een mathematische benadering. Zeer eenvoudig kan echter aan de gerealiseerde schakeling gemeten worden wat er gebeurt wanneer men de grootte van R_f varieert, terwijl de terugkoppeling via het licht van lamp naar fotoweerstand is onderbroken. Men vervangt daartoe de fotoweerstand door een overeenkomstige vaste weerstand met een kleine instelbare weerstand in serie en meet dan de lichtsterkte van de gloeilamp. Dit doet men bij verschillende waarden van de netspanning. In feite werd niet de lichtsterkte bepaald, maar de verlichtingssterkte E in een vlak V loodrecht op de lichtstraal ter plaatse van het diafragma van de fotoweerstand (zie *fig. 6*). Aangezien lichtsterkte en verlichtingssterkte evenredig zijn, kunnen we in onze verdere beschouwingen deze E gebruiken in plaats van de lichtsterkte. *Fig. 7* geeft de gemeten krommen $E = \varphi(R_f)$. We zien dat inderdaad bij een relatief kleine afneming van R_f de verlichtingssterkte vrij veel vermindert. Tevens blijkt hier de invloed van de netspanning wanneer nog niet wordt teruggekoppeld. (Hier is dus de stabiliserende werking van de netspanningstransformator al in opgenomen.)

We kunnen nu de terugkoppeling die gaat optreden in het diagram zichtbaar maken, door ook de lijn te tekenen die de waarde van R_f aangeeft

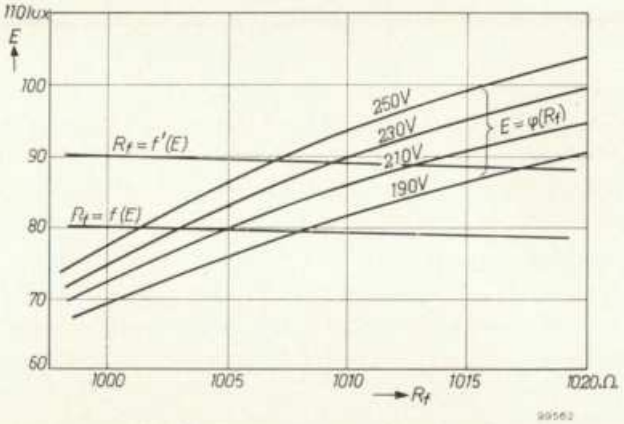


Fig. 7. Karakteristieken van de schakeling. Horizontaal is uitgezet R_f, verticaal de verlichtingssterkte E ter plaatse van het diafragma van de fotoweerstand.
De krommen $E = \varphi(R_f)$ zijn de karakteristieken van de schakeling als de terugkoppeling van lamp naar fotoweerstand onderbroken is. De lijnen $R_f = f(E)$ en $R_f = f'(E)$ geven bij twee verschillende standen van het diafragma het verband tussen E en R_f voor de fotoweerstand. Bij een bepaalde netspanning stelt de schakeling zich in op het snijpunt van de desbetreffende φ-kromme en f-lijn.

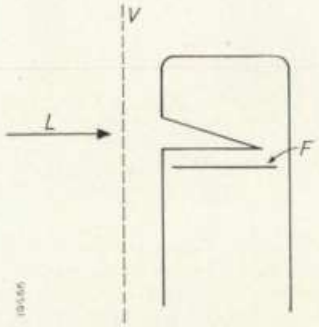


Fig. 6. Schematische doorsnede van fotoweerstand met diafragma. F is het lichtgevoelige oppervlak, L de richting waaruit het licht invalt. V is het vlak waar de verlichtingssterkte gemeten is, die in fig. 7 verticaal is uitgezet.

als functie van E. Uit de karakteristieken van de fotoweerstand [4]) volgt dat R_f omgekeerd evenredig is met de verlichtingssterkte op het lichtgevoelige oppervlak. Deze verlichtingssterkte is kleiner dan de bovengenoemde E in vlak V, maar bij een vaste stand van het diafragma zijn de twee grootheden evenredig. R_f is dus ook omgekeerd evenredig met E, de desbetreffende lijn is een gedeelte van een orthogonale hyperbool $ER_f = \text{const}$. Bij een bepaalde instelling van het diafragma krijgen we de

[4]) Zie het in [1]) aangehaalde artikel, fig. 7.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

lijn $R_f = f(E)$ die in fig. 7 getekend is. De schakeling stelt zich nu bij een bepaalde netspanning in op het snijpunt van deze lijn $R_f = f(E)$ met de gemeten kromme $E = \varphi(R_f)$. Als de netspanning verandert, verschuift dit punt langs de lijn $R_f = f(E)$. We zien dat tussen 190 volt en 250 volt E varieert van ongeveer 79,5 tot 80 lux, dat is van de orde van 0,5%.

Door de stand van het diafragma te veranderen, kunnen we een andere lichtsterkte instellen. Als we b.v. een grotere lichtsterkte nodig hebben, verdraaien we het busje zo dat er minder licht in valt. Bij gelijke E in vlak V (fig. 6) wordt de verlichtingssterkte op het gevoelige oppervlak dus kleiner, zodat de weerstand toeneemt. De brug is nu uit evenwicht. In fig. 3 is punt P meer positief geworden, de stroom door T_1 is kleiner, en de regeltransistors laten meer stroom door. Hierdoor neemt E dus toe, zodat R_f weer daalt tot een nieuw evenwicht is bereikt. Bij dit evenwicht zal R_f groter blijven dan vóór de verandering, omdat nu meer stroom door de lamp moet gaan.

We kunnen dit ook uit fig. 7 zien. Beschouwen we nl. alleen de lijn $R_f = f(E)$, los van de schakeling, dan blijkt deze te verschuiven als we het diafragma verkleinen. Immers, bij dezelfde waarde van E is R_f groter, de lijn schuift dus naar rechts, en loopt dus hoger dan de oorspronkelijke, zie $R_f = f'(E)$. De φ-krommen blijven onveranderd, dus het instelpunt bij een bepaalde netspanning ligt nu bij een hogere waarde van E. Tevens is R_f groter geworden.

De variaties van E bij fluctuatie van de netspanning zijn nu echter ook groter. Langs de f-lijn is nl. de relatieve verandering van E gelijk aan die van R_f (differentiëren van $ER_f = \text{const.}$ levert immers $dE/E = dR_f/R_f$). Voor de f'-lijn geldt hetzelfde. Bij een bepaalde verandering van R_f is dus $\Delta E/E$ langs beide krommen gelijk. Bij grotere E is ΔE dus evenredig groter; d.w.z. de helling van de lijn is evenredig toegenomen. Aangezien de φ-krommen ongeveer evenwijdig lopen, mogen we dus stellen dat de genoemde variaties evenredig met E zijn.

De schakeling moet zo ingesteld zijn dat de lichtsterkte geregeld kan worden voor netspanningsfluctuaties in beide richtingen. Bij 220 volt moet dus al een deel van de stroom onderdrukt zijn, b.v. zoals getekend in fig. 5*b*. Daartoe moet P in fig. 3 een bepaalde negatieve spanning hebben, die met R_1 ingesteld kan worden. Bij overgang naar een andere E-instelling moet dus zowel het diafragma als R_1 gewijzigd worden.

We willen nog nagaan in hoeverre temperatuurvariaties de stabiliteit beïnvloeden. Eerst de temperatuurinvloed op de fotoweerstand. Uit het in noot [1]) aangehaalde artikel blijkt dat bij een temperatuur van 20 °C de weerstand toeneemt met ongeveer 2‰ per °C temperatuurverhoging [5]). In fig. 7 schuift dus de f-lijn 2 Ω (2‰ van 1000 Ω) naar rechts. De φ-kromme die hoort bij de aanwezige netspanning, blijft onveranderd; het instelpunt verplaatst zich dus langs deze φ-kromme naar boven. Als de φ-kromme verticaal liep, zou E ook 2‰ toenemen (zie hierboven voor de f-lijn). De toeneming van E is iets kleiner, maar dit verschil is te verwaarlozen omdat de helling van de φ-krommen veel groter is dan die van de f-lijnen. De lichttoeneming bij 1°C temperatuurverhoging van de fotoweerstand kan dus op 2‰ gesteld worden.

Temperatuurvariaties hebben ook invloed op de transistors; de versterktransistor is hiervoor in deze schakeling het gevoeligst. In een eerder gepubliceerd artikel over transistors [6]) blijkt dat een temperatuurverhoging van 1°C hetzelfde effect heeft als een spanningsdaling van 2,3 mV aan de basis (hier dus punt P). Hierdoor stijgt de collectorstroom, de collector wordt meer positief en de stroom door de lamp daalt. Deze temperatuurinvloed werkt dus tegengesteld aan de vorige.

De verlaging van E kunnen we het eenvoudigst berekenen door dezelfde redenering te gebruiken als bij de temperatuurinvloed op de fotoweerstand. De spanningsdaling in P die veroorzaakt wordt door temperatuurverhoging van de transistor, denken we ons dan veroorzaakt door een verlaging van de waarde van de fotoweerstand. Dan blijft, net als in het vorige geval, de φ-kromme onveranderd maar de f-lijn schuift nu naar links. Ook hier geldt om dezelfde reden als boven, dat de procentuele verandering van E vrijwel gelijk is aan die van R_f. We moeten dus de afneming van R_f bepalen die 2,3 mV spanningsdaling veroorzaakt in P. Deze volgt direct uit de formule voor de uitgangsspanning V_o van een brug van Wheatstone met gelijke weerstanden waarvan er één gevarieerd wordt:

$$V_o = \tfrac{1}{4} V \frac{\Delta R}{R}.$$

Hierin is V de voedingsspanning van de brug (15 volt). We vinden voor $V_o = 2{,}3$ mV een verlaging $\Delta R/R$ van 0,6‰, zodat gesteld mag worden dat de afneming van E per °C temperatuurverhoging van de transistor eveneens 0,6‰ is.

---

[5]) Zie het in [1]) aangehaalde artikel, fig. 8.

[6]) J. P. Beijersbergen, M. Beun en J. te Winkel, De lagentransistor als netwerkelement bij lage frequenties III, Philips techn. T. **20**, 38-50, 1958 (no. 2). In dit artikel staat op pag. 40 links onder en pag. 44 rechts onder abusievelijk vermeld dat de I_E-V_{EB} karakteristiek 2,3 mV naar links schuift per 10 °C verhoging van t_j. Dit moet zijn: 2,3 mV per °C.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Volgens het voorgaande zouden de beide temperatuurinvloeden elkaar tegenwerken, en zou er dus een gedeeltelijke compensatie van de afwijking optreden. De temperatuurvariaties van fotoweerstand en transistor zijn echter niet gelijk, doordat ze bij de praktische uitvoering in verschillende kastjes zitten. Het ongunstigste geval, een tegengesteld verloop der temperaturen, is echter niet waarschijnlijk. Onder invloed van de omgevingstemperatuur zullen ze eerder de neiging hebben, in dezelfde richting te variëren. We blijven dus aan de veilige kant als we de kleinste van de twee invloeden verwaarlozen en rekenen op $2^0/_{00}$ verhoging per °C. Nemen we temperatuurfluctuaties van 5 °C aan, dan levert dit dus lichtvariaties op van $1^0/_0$.

Door deze temperatuurinvloed is de schakeling niet constant genoeg om hem te gebruiken voor een lichtstandaard. Dit geldt te meer daar nog geen rekening is gehouden met eventuele verouderingsverschijnselen van de fotoweerstand. Voor toepassing bij een colorimeter of spectrometer, waar slechts stabiliteit wordt vereist tijdens de successieve metingen aan proefmonster en vergelijkingsmonster, is de temperatuurinvloed echter geen bezwaar.

De fotoweerstand bevindt zich met de lamp in één kastje. Dit wordt weliswaar geventileerd, maar men zal toch rekening moeten houden met een opwarmtijd, waarin de lichtsterkte toeneemt. Deze stijging zou volgens de berekening enkele procenten kunnen bedragen, wat door de waarnemingen wordt bevestigd. Na ca. 1 uur heeft zich een constante lichtsterkte ingesteld, terwijl reeds na ongeveer 20 min het apparaat stabiel genoeg is voor gebruik. Een dergelijke opwarmperiode wordt trouwens ook voor de spectrometer zelf voorgeschreven, waarvoor de opstelling in de eerste plaats werd vervaardigd.

Het apparaat wordt gebruikt bij een lichtsterkte die tweemaal zo hoog is als die waarbij de metingen voor fig. 6 verricht zijn. We hebben beredeneerd dat de lichtsterktevariaties dan ook tweemaal zo groot worden. Inderdaad is gemeten dat over een spanningstraject van 190 tot 250 volt de lichtsterkteverandering 1% bedroeg (*fig. 8*).

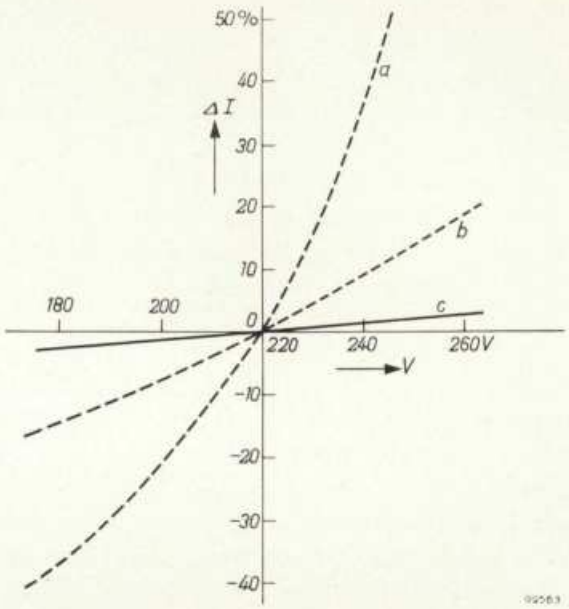


Fig. 8. Lichtsterktevariatie van een gloeilamp bij variatie van de netspanning. Verticaal is uitgezet de procentuele afwijking der lichtsterkte ten opzichte van die bij 220 V, *a* voor lamp zonder stabilisator, *b* voor lamp aangesloten op een wisselspanningsstabilisator, *c* voor lamp opgenomen in de beschreven schakeling. De krommen *a* en *b* zijn dezelfde als in fig. 1.

Samenvatting. Om een lichtbron van constante sterkte te krijgen, wordt gewoonlijk een gloeilamp aangesloten op een accubatterij of een wisselspanningsstabilisator. Het is logischer, de lichtsterkte zelf te stabiliseren. Een schakeling hiervoor wordt beschreven die geschikt is voor een gloeilamp 6 V, 5 A. De netspanning van 220 V wordt eerst omlaaggetransformeerd en gestabiliseerd door een transformator met verzadigde kern. Een fotoweerstand in combinatie met een vijftal transistors regelt de lichtsterkte. Bij netspanningsfluctuaties van + en −20% blijft de lichtsterkte constant binnen $1^0/_0$. De invloed van temperatuurvariaties wordt besproken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

LICHTSTIPAFTASTERS VOOR KLEURENTELEVISIE

door H. van GINKEL. 621.385.832:621.397.611.2

Lichtstipaftasters voor kleurentelevisie ontlenen hun belang vooral aan het feit dat hun signalen principieel volkomen vrij zijn van zg. dekkingsfouten. In het onderstaande artikel worden twee soorten lichtstipaftasters besproken die tijdens de ontwikkeling van kleurentelevisie bij Philips goede diensten hebben bewezen. De ene soort is geschikt voor diapositieven, de andere voor ondoorzichtige objecten (platen in kleurendruk, kleine voorwerpen e.d.). Voor beide soorten is bij kleurentelevisie-„omroep" wellicht ook een taak weggelegd.

Methodes om grondkleursignalen op te wekken

Bij kleurentelevisie werkt men aan de zendzijde met drie opneembuizen, één voor elk van de drie grondkleuren (rood, groen en blauw) waarin het binnenkomende licht door bijzondere hulpmiddelen wordt gesplitst. De grondslagen van dit systeem zijn in dit tijdschrift reeds uitvoerig behandeld in een, hier verder als I aan te halen, artikel [1]). De drie grondkleursignalen die op deze wijze ontstaan, bereiken op eveneens in I besproken wijze de ontvanger. Aldaar worden de drie grondkleurbeelden zodanig gecombineerd dat door additieve kleurmenging een veelkleurig beeld ontstaat, hetzij op de fluorescerende laag van een speciale directzichtbuis, hetzij op een projectiescherm, waarop de drie grondkleurbeelden worden geprojecteerd [2]).

Bij het ontwikkelen van bepaalde onderdelen van een kleurentelevisiesysteem moet men de beschikking hebben over de drie grondkleursignalen. Deze kan men zich verschaffen door middel van een elektronische signaalgenerator, of met een kleurentelevisiecamera, of met een lichtstipaftaster. De voor- en nadelen van deze drie methodes zullen uit het volgende blijken.

a) Elektronische signaalgenerator. Op vrij eenvoudige wijze kan men de in *fig. 1a* weergegeven signalen opwekken. Gebruikt men deze resp. als „rood", „groen" en „blauw" signaal, dan kan men door combinatie een televisiebeeld verkrijgen dat uit verschillend gekleurde verticale balken bestaat (fig. 1*b*). Tegenover het voordeel van de eenvoud van deze methode staat het nadeel dat ze, doordat het beeld zeer primitief is, slechts voor enkele toepassingen in aanmerking komt, b.v. voor het beoordelen van bepaalde eigenschappen van transmissiesystemen.

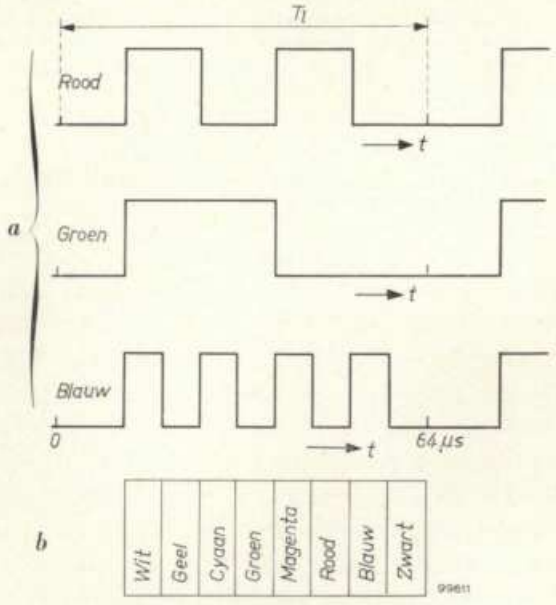


Fig. 1. *a*) Verloop met de tijd t van de grondkleursignalen „rood", „groen" en „blauw", opgewekt door signaalgenerators. T_1 = tijd waarin één lijn wordt geschreven en de terugslag plaatsvindt.
b) Door combinatie van de drie signalen (*a*) kan men een televisiebeeld verkrijgen dat uit verticale balken van de aangegeven kleur bestaat.

b) Studiocamera. Het doen leveren van de grondkleursignalen door een studiocamera heeft het voordeel dat de situatie technisch geheel met die van een werkelijke uitzending overeenkomt en dat de beelden bewegend en willekeurig gedetailleerd kunnen zijn. Een nadeel is echter niet alleen de grotere gecompliceerdheid, maar meer nog het aanstonds toe te lichten feit dat de door een camera geleverde signalen met kleine fouten behept kunnen zijn. Dit laatste is bij onderzoekingswerk een principieel bezwaar; blijkt namelijk het verkregen beeld onbevredigend te zijn, dan weet men meestal niet of de oorzaak ligt in het onderzochte onderdeel (transmissiesysteem, ontvanger, projector) dan wel in de toegevoerde beeldsignalen zelf.

[1]) F. W. de Vrijer, Grondslagen van de kleurentelevisie, Philips techn. T. **19**, 80-91, 1957.
[2]) T. Poorter en F. W. de Vrijer, Het weergeven van kleurentelevisiebeelden door middel van projectie, Philips techn. T. **19**, 353-370, 1957.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

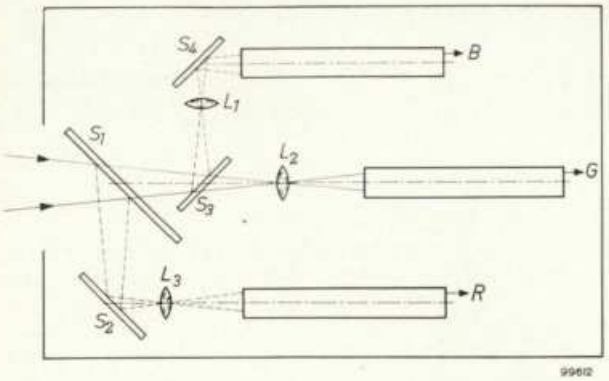


Fig. 2. Opstelling van de belangrijkste optische onderdelen en de vidicons in een kleurentelevisiecamera, van boven gezien. *R*, *G*, *B* vidicon voor resp. rood, groen en blauw. S_1, S_3 kleursplitsende spiegels. S_2, S_4 gewone spiegels. Licht van de uit te zenden scène valt van links binnen. De rode component wordt door de spiegels S_1 en S_2 gereflecteerd en bereikt vidicon *R*; de blauwe component gaat door S_1 heen en bereikt via S_3 en S_4 vidicon *B*; de groene component gaat door de spiegels S_1 en S_3 heen en bereikt vidicon *G*. De lenzen L_1, L_2 en L_3 beelden de scène af op de fotogeleidende laag van de vidicons. Zowel de afbeeldingen op de drie vidicons als de aftastingen moeten volkomen gelijk zijn, anders ontstaan in het beeld gekleurde randjes langs sommige kleurvlakken.

In *fig. 2* is schematisch de stralengang in een camera met drie vidicons getekend. Volgens ideeën die reeds in het artikel I (fig. 7) zijn vermeld, wordt het binnenkomende licht door middel van kleursplitsende spiegels [3]) gescheiden in een rood, een groen en een blauw golflengtegebied, die elk op een afzonderlijke vidicon worden opgevangen.

Wegens de lichtverliezen in de opstelling komen alleen gevoelige opneembuizen in aanmerking, zoals beeldorthicons [4]) en vidicons [5]). De drie grondkleursignalen, waarvan elk der opneembuizen er één levert, dienen volkomen synchroon te zijn, d.w.z. dat op ieder tijdstip de aftastbundels in de drie vidicons overeenkomende beeldpunten moeten passeren. Een eerste voorwaarde om hieraan te voldoen, is het gebruik van onderling gelijke objectieven en het met behulp van spiegels zodanig opstellen van de buizen dat de drie fotogeleidende lagen optisch schijnbaar samenvallen. Een volgende voorwaarde is dat de afbuigingen, zowel horizontaal als verticaal, precies even groot zijn en dat ook de onvermijdelijke afwijkingen van de lineariteit (evenredigheid met de tijd) gelijk zijn. Dit laatste vooral is wegens de steeds aanwezige spreiding in de gebruikte onderdelen nooit geheel te verwezenlijken; hier treden dus soortgelijke problemen op als besproken in het in [2]) aangehaalde artikel. Het gevolg van het niet geheel voldoen aan de geschetste voorwaarden is dat de drie grondkleurbeelden elkaar niet volkomen dekken. Ook al zou de weergeefinrichting geen fouten vertonen, dan nog zouden er als gevolg van de dekkingsfouten gekleurde randjes tussen velden van verschillende kleurtoon ontstaan. Het totale beeld vertoont dan gelijkenis met een veelkleurendruk waarbij tijdens het drukken de drukvormen enigszins ten opzichte van elkaar verschoven waren.

c) Lichtstipaftaster. Een lichtstipaftaster dient om een beeldsignaal te produceren, uitgaand van een vlak object, zoals een diapositief, een prent, een tekening, enz. In dit tijdschrift is al een artikel verschenen over een lichtstipaftaster voor zwart-wit-diapositieven [6]). De werking daarvan wordt in herinnering gebracht door *fig. 3* en het bijbehorende onderschrift.

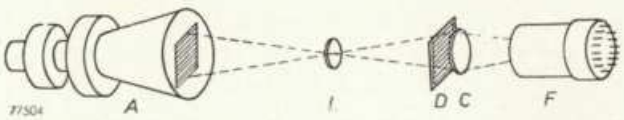


Fig. 3. Schema van een lichtstipaftaster voor zwart-witdia's. De lichtstip op het venster van de katodestraalbuis *A* beschrijft een raster van lijnen en wordt met constante helderheid door het objectief *L* afgebeeld op het weer te geven diapositief *D*. De condensorlens *C* verzamelt het door *D* doorgelaten licht en doet het op de fotokatode van de multiplicatorbuis *F* vallen. Deze lichtstroom is evenredig met de doorlating van het diapositief ter plaatse van de aftasting.

In *fig. 4* is getekend, welke uitbreiding aan het systeem is gegeven om het dienstig te maken aan het opwekken van drie kleursignalen; tevens is in een blokschema aangegeven, welke elektronische apparatuur daarbij nodig is. De kleursplitsende spiegels zijn hier opgesteld in kruisvorm (vgl. [3]), fig. 12). Het rode, het groene en het blauwe golflengtegebied worden elk op een afzonderlijke fotomultiplicatorbuis opgevangen. Over de signaalweerstand van elk dezer buizen wordt aldus een beeldsignaalspanning opgewekt. Deze wordt versterkt, waarbij op aanstonds te bespreken wijze een compensatie wordt toegepast voor het nalichten van de fosfor, en een correctie voor het niet-lineaire verband tussen de lichtstroom en de stuurspanning van de weergeefbuis.

Daar er in het geschetste systeem slechts één lichtstip op de katodestraalbuis is, en dus ook

---

[3]) P. M. van Alphen, Toepassingen van de interferentie van licht aan dunne laagjes, Philips techn. T. **19**, 50-58, 1957.

[4]) Zie b.v. R. Theile, Die Superorthikon-Fernseh-Kameraröhre, Elektron. Rdsch. **10**, 153-157, 193-197 en 225-226, 1956.

[5]) P. K. Weimer, S. V. Forgue en R. R. Goodrich, The Vidicon photoconductive camera tube, R.C.A. Rev. **12**, 306-313, 1951.
Zie ook L. Heijne, P. Schagen en H. Bruining, Een experimentele opneembuis voor televisie, met toepassing van fotogeleiding, Philips techn. T. **16**, 43-45, 1954, en L. Heijne, The lead oxide vidicon, Acta Electron. **2**, 124-131, 1957/58.

[6]) F. H. J. van der Poel en J. J. P. Valeton, De lichtstipaftaster, Philips techn. T. **15**, 217-228, 1953.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

slechts één lichtstip op het diapositief, zijn de drie lichtbundels van de grondkleuren volmaakt synchroon. Dit geldt dus ook voor de drie grondkleursignalen, wat een belangrijk principieel voordeel van de lichtstipaftaster boven de studiocamera is. Ook is de lichtstipaftaster eenvoudiger van constructie dan een camera.

Het principe van aftasten door middel van een lichtstip behoeft niet beperkt te blijven tot toepassing op transparant beeldmateriaal; ook voor ondoorzichtig materiaal, zoals prenten, tekeningen, enz. (hier verder aangeduid als „plaatwerk") kan men er gebruik van maken.

Bij de ontwikkeling van de kleurentelevisie bij Philips is op ruime schaal gebruik gemaakt van lichtstipaftasters. Ook nu nog is dit het geval, b.v. bij de fabrieksontrole van directzichtbuizen voor kleurentelevisie. In het volgende hoofstuk wordt een aftaster voor diapositieven besproken (ontwikkeld in het Natuurkundig Laboratorium [7]), verder uitgewerkt door de Hoofdindustriegroep Elektro-akoestiek), en in het laatste hoofdstuk een laboratoriumuitvoering van een aftaster voor plaatwerk.

Aftaster voor dia's

De lichtstipbuis

Bij de in [6]) beschreven lichtstipaftaster voor zwart-witdia's wordt een katodestraalbuis — de lichtstipbuis — gebruikt die in een aansluitend artikel [8]) is besproken. De voor kleurendia's gebruikte buis verschilt hiervan alleen op het punt van de spectrale emissie van de fosfor. In het zwart-witgeval ging het alleen erom, enigerlei straling op te wekken waarvoor het diapositief voldoende contrast in doorlating vertoont en waarvoor de beschikbare fotomultiplicatorbuizen gevoelig genoeg zijn; het spectrum van de straling is overigens onverschillig (tenzij men in een zwart-wituitzending kleurendia's wil weergeven). Bij kleurentelevisie echter is de eis dat het geëmitteerde licht alle golflengten van het zichtbare spectrum bevat; hiervan zal het diapositief bepaalde kleuren meer of minder doorlaten en andere meer of minder absorberen.

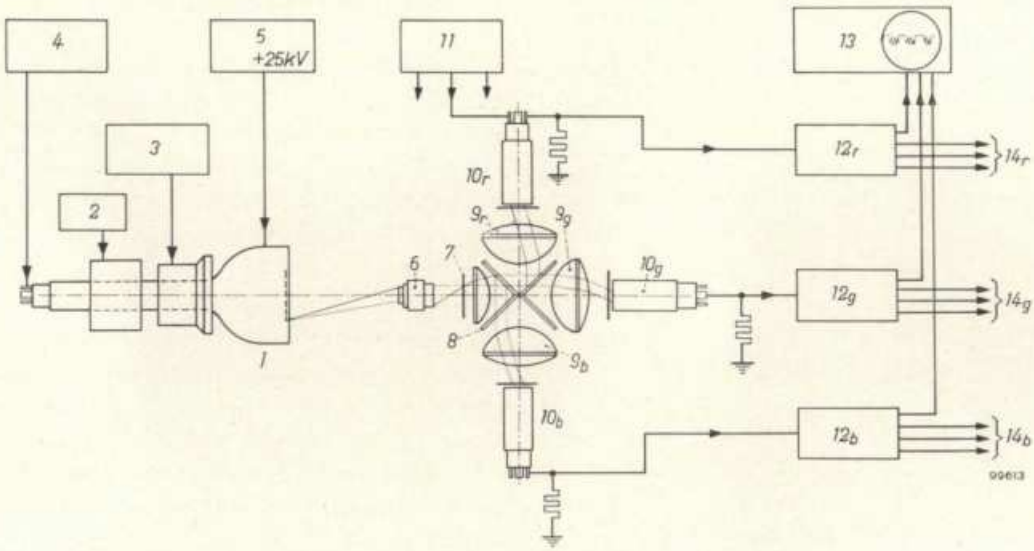


Fig. 4. Schema en stralenloop van de lichtstipaftaster voor kleurendiapositieven. *1* lichtstipbuis, met *2* scherpte-instelling (focussering), *3* generators voor horizontale en verticale afbuiging, *4* regeling van de straalstroom en onderdrukking tijdens de terugslag, en *5* generator van de eindanodespanning (25 kV). *6* objectief. *7* kleurendia. *8* kleursplitsend spiegelkruis. *9* condensorlenzen (de indices r, g en b hebben betrekking op het „rode", het „groene" en het „blauwe" kanaal). *10* fotomultiplicatorbuizen (met filter vóór de fotokatode) en bijbehorend voedingsapparaat *11*. *12* videoversterkers, met nalichtcompensatie, gammacorrectie en distributietrap. *13* meetschakeling met oscilloscoop. *14* kabels naar zwart-witmonitor, kleurenmonitor en verschillende gebruikers van de beeldsignalen.

Behalve aan de spectrale verdeling van de straling worden ook eisen gesteld aan het energierendement η en de nalichttijd τ. (η is de verhouding van het als licht uitgestraalde vermogen tot het toegevoerde elektrische vermogen, τ is de tijd waarin de helderheid na het plotseling beëindigen van de excitatie afneemt tot 1/e van de aanvangswaarde.) Het quotiënt $(1-\eta)/\tau$ kan als een kwaliteitscijfer voor

[7]) Dit ontwikkelingswerk is begonnen door A. Wieberdink.
[8]) A. Bril, J. de Gier en H. A. Klasens, Een katodestraalbuis voor lichtstipaftasting, Philips techn. T. **15**, 229-233, 1953.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de fosfor worden beschouwd (zie [6])), in die zin dat voor een grotere waarde ervan het systeem fosfor--multiplicatorbuis een gunstiger signaal-ruisverhouding levert. Van de voor kleurentelevisie bruikbare fosforen blijkt ZnO met een overmaat Zn de beste te zijn. Zoals uit de in *fig. 5* weergegeven spectrale verdeling blijkt, heeft deze fosfor een groene

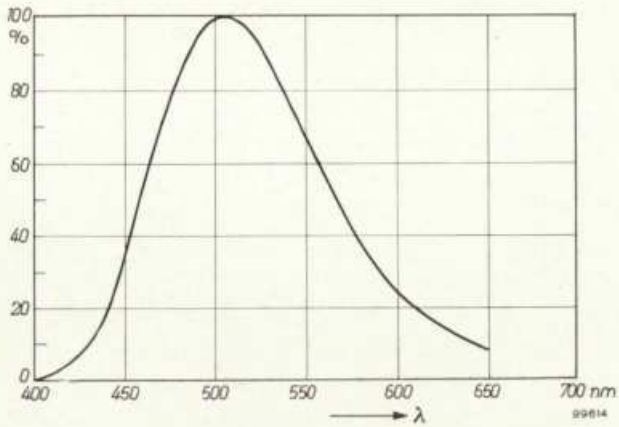


Fig. 5. Spectrale verdeling van de lichtemissie van de gebruikte ZnO-Zn-fosfor, naar een meting in het Philipslaboratorium te Eindhoven. Rendement 2,5%. Nalichttijd 1 μs. (1 nm = 1 nanometer = 10^{-9} m.)

emissie met een maximum bij een golflengte van 505 nm. Elders wordt van deze fosfor de soort gebruikt waarvoor $\eta = 8\%$ en $\tau = 2{,}5$ μs. Wij geven voor onze lichtstipbuizen de voorkeur aan de soort die een rendement van 2,5% en een nalichttijd van 1 μs heeft. Deze nalichttijd is iets langer dan die van de voor zwart-wittelevisie gebruikte gehleniet-fosfor. Over de consequenties hiervan wordt straks nog gesproken.

In *fig. 6* is een maatschets van de buis te zien. De diagonaal van het raster is maximaal 120 mm. Het venster is vlak en mag geen vlekken of krassen vertonen, omdat die vrijwel scherp op het diapositief zouden worden afgebeeld. De buis heeft een triode-kanon met een spanning van 25 kV op de eindanode; de straalstroom bedraagt in de regel 150 μA. De focussering geschiedt magnetisch.

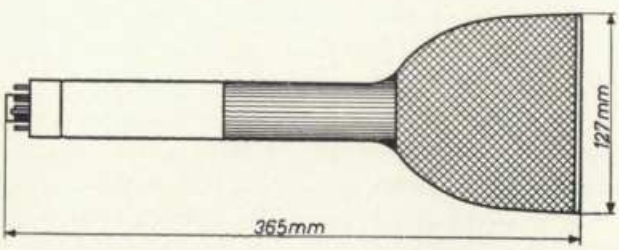


Fig. 6. Maatschets van de lichtstipbuis.

Het optische systeem

In fig. 4 werd al de stralengang geschetst van buisvenster tot fotomultiplicatorkatode. De belangrijkste onderdelen van dit optische systeem zijn het spiegelkruis, het condensorstelsel en het objectief.

Om bij de doorsnijding van het spiegelkruis (*8* in fig. 4) zo min mogelijk licht verloren te doen gaan, zijn de voorste spiegels (die aan de objectiefzijde) dikker gemaakt dan de achterste [9]).

Het condensorstelsel heeft een dubbele functie. Ten eerste zorgt de condensorlens aan de diazijde ervoor dat stralenbundels van punten die buiten het midden van het raster liggen, naar de as van het stelsel toe gebogen worden. Dit gebeurt zodanig dat de assen van deze bundels de kleursplitsende spiegels alle onder nagenoeg dezelfde hoek — hier 45° — bereiken, onverschillig van welke plaats van het raster ze afkomstig zijn. Dit is noodzakelijk, omdat de reflexiecoëfficiënt van de spiegels als functie van de golflengte — dus de kleur van het teruggekaatste licht — afhankelijk is van de hoek van inval. Ten tweede is de taak van het condensorstelsel, het diafragma van het objectief af te beelden op de fotokatode (zie verderop). Dit gebeurt door de lens aan de diazijde, in samenwerking met de lens aan de zijde van de fotokatode.

Het gebruikte objectief ten slotte is van het type van Gauss en heeft een relatieve opening 1 : 2. Bij 3,5-voudig verkleinde afbeelding van het vlakke raster van 6 bij 8 cm op het kleurendia van 21 bij 28 mm bleek de scherpte in de hoeken, ook bij kleinere openingen, zichtbaar slechter te zijn dan in het midden van het beeld. Om dit te verbeteren, is een voorzetlens aangebracht (sterkte +2,5 dioptrie).

De omzetting van licht in elektrische stroom

Zoals boven al is vermeld, wordt voor het omzetten van licht in elektrische stroom gebruik gemaakt van fotomultiplicatorbuizen. De signaalspanning die deze buizen leveren (in ons geval 35 mV top--top), is zo groot dat de ruis die de erachter geschakelde versterker toevoegt, van geen belang meer is.

Op bepaalde plaatsen in onze lichtstipaftasters (aanstonds zal blijken, waar) gebruiken wij de Philips fotomultiplicatorbuis type 50 AVP [10]), zie *fig. 7*. In iedere trap van deze buis wordt de stroom versterkt met een factor δ, de coëfficiënt van secundaire emissie. De buis 50 AVP bevat elf trappen; de totale versterking hiervan is dus δ^{11}, wat maximaal 1 miljoen kan zijn.

---

[9]) Zie het in [3]) aangehaalde artikel, blz. 58. Het idee is afkomstig van H. de Lang.

[10]) Ook vaak toegepast bij scintillatietellers, zie Philips techn. T. **20**, 209, 1958 (no. 8).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Wegens de hoge macht van δ hangt de totale versterking sterk af van δ, en δ is op zijn beurt afhankelijk van het materiaal van de dynodes en van de spanning tussen de opeenvolgende dynodes. Fluctuaties in deze spanningen doen de versterking dus variëren. Bij zwart-wittelevisie geeft dit slechts

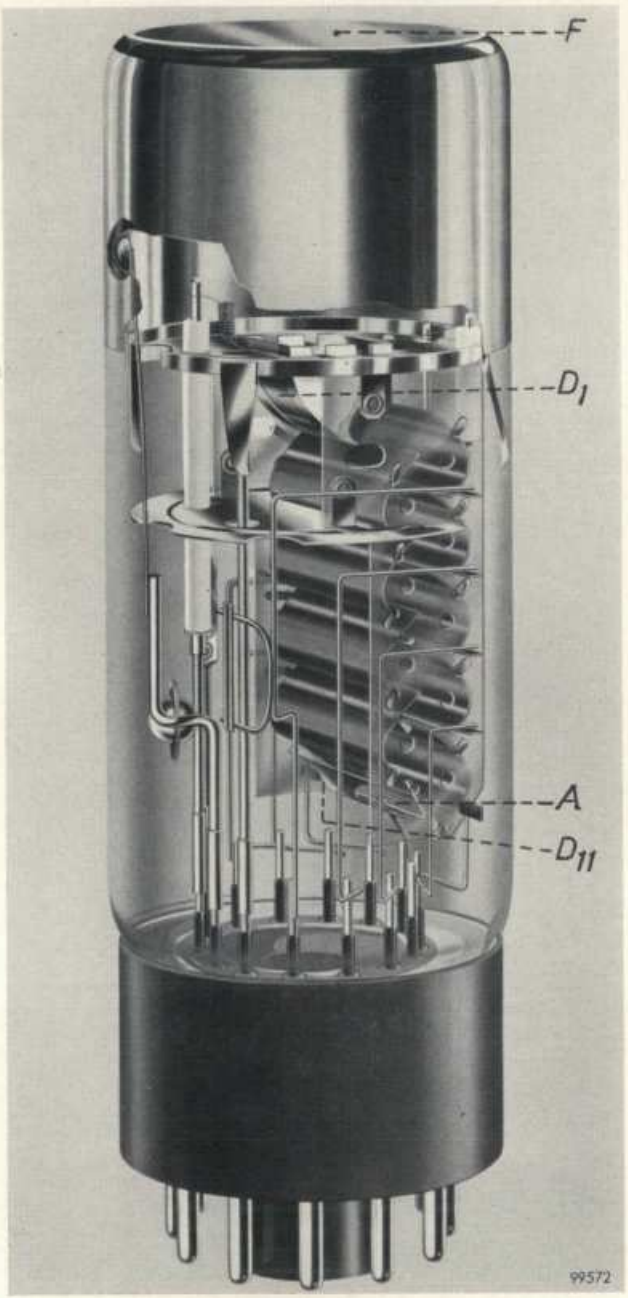


Fig. 7. Philips fotomultiplicatorbuis type 50 AVP. F fotokatode. D_1 eerste, D_{11} laatste dynode, A anode.

aanleiding tot helderheidsvariaties van het beeld. Bij kleurentelevisie echter treden bovendien — indien de versterking van de drie fotomultiplicatorbuizen in ongelijke mate verandert, en dit is door individuele verschillen tussen deze buizen steeds het geval — kleurveranderingen op. Deze zijn veel hinderlijker dan helderheidsvariaties. De spanning van de voedingsbron waaraan de dynodes hun spanning ontlenen, moet dus goed constant worden gehouden. Dit gebeurt door middel van spanningsstabiliseerbuizen.

De fotokatode van een multiplicatorbuis bezit in het algemeen niet overal precies dezelfde gevoeligheid. Bovendien zullen gelijke aantallen elektronen die per seconde van verschillende punten der fotokatode vertrekken, niet steeds aanleiding geven tot gelijke anodestromen, wegens het niet-ideale opvangvermogen van de eerste dynode. Als gevolg van een en ander zou het verkregen beeldsignaal, indien het optische systeem zo was ingericht dat het diapositief zelf op de fotokatode werd afgebeeld, een zekere modulatie vertonen. In het ontvangen kleurenbeeld zou dit aanleiding geven tot ongewenste lokale kleurverschillen. Dit nu is de reden waarom op de fotokatode niet het diapositief wordt afgebeeld, maar de diafragma-opening van het objectief. Op het gebruikte gedeelte van de fotokatode — slechts een klein deel wordt gebruikt — wordt dus het licht dat van de lichtstip afkomstig is en door het dia is gegaan, geheel uitgesmeerd.

De spectrale gevoeligheid van de drie kanalen

Zoals onder het hoofd *De lichtstipbuis* al is opgemerkt, moet deze buis straling opwekken in het gehele zichtbare gebied. Voor zover het dia deze straling doorlaat, wordt ze door het spiegelkruis gesplitst in rode, groene en blauwe bestanddelen, die elk afzonderlijk de fotokatode van een multiplicatorbuis bereiken. In het artikel I is er al de aandacht op gevestigd dat ieder van de aldus gevormde kanalen een zeer bepaalde spectrale gevoeligheid moet bezitten. De krommen $\bar{R}(\lambda)$, $\bar{G}(\lambda)$ en $\bar{B}(\lambda)$ in *fig. 8* kan men zo interpreteren dat ze de anodestromen van de respectieve fotomultiplicatorbuizen zouden voorstellen indien het licht dat de optiek binnentreedt, een continu veranderende golflengte en een constante sterkte had. De delen van de krommen beneden de as worden bij kleurentelevisie steeds verwaarloosd (zie I, blz. 86).

Het blijkt dat het gebruik van kleursplitsende spiegels als selectieve elementen nog niet tot deze krommen leidt. Daarom brengt men in de stralenloop — meestal onmiddellijk vóór elke fotokatode — een correctiefilter aan. De spectrale doorlating $D_f(\lambda)$ van zo'n filter, b.v. $D_{fg}(\lambda)$ van het „groene", wordt berekend uit de vereiste gevoeligheid $\bar{G}(\lambda)$ en uit de spectrale energieverdeling $F(\lambda)$ van de fosfor, de spectrale doorlatingen $D_r(\lambda)$ en $D_b(\lambda)$ van resp. de rood en de blauw reflecterende spiegel, en de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

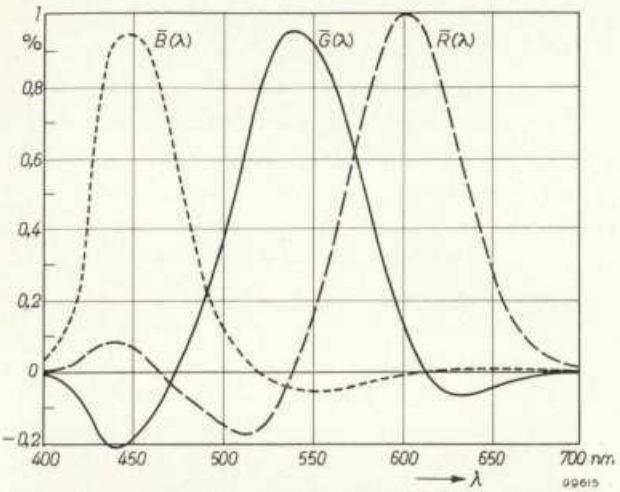


Fig. 8. Vereiste spectrale gevoeligheid van de drie kleurkanalen van een kleurentelevisiesysteem dat bij de weergave grondkleuren gebruikt waarvan de kleurpunten de volgende coördinaten hebben:

rood	. . .	$x = 0{,}67$ en $y = 0{,}33$,
groen	. . .	$x = 0{,}21$ en $y = 0{,}71$,
blauw	. . .	$x = 0{,}14$ en $y = 0{,}08$,

en waarmee kleurloze objecten worden weergegeven met zg. standaardwit C, met de coördinaten $x = 0{,}310$ en $y = 0{,}316$.

spectrale gevoeligheid $M_g(\lambda)$ van de fotomultiplicatorbuis in het „groene" kanaal:

$$D_{fg} = \frac{\bar{G}(\lambda)}{F\,D_r\,D_b\,M_g},$$

waarin alle grootheden functies van λ zijn. Op analoge wijze vindt men voor de vereiste doorlatingen D_{fb} en D_{fr} in het „blauwe" resp. het „rode" kanaal:

$$D_{fb} = \frac{\bar{B}(\lambda)}{F\,D_r\,R_b\,M_b}$$

en

$$D_{fr} = \frac{\bar{R}(\lambda)}{F\,D_b\,R_r\,M_r}.$$

Hierin zijn R_b de spectrale reflexie van de blauw reflecterende spiegel en M_b de spectrale gevoeligheid van de fotomultiplicatorbuis in het „blauwe" kanaal, en R_r en M_r de overeenkomstige grootheden voor de rood reflecterende spiegel resp. de fotomultiplicatorbuis in het „rode" kanaal.

In *fig. 9* zijn de eigenschappen van het spiegelkruis getekend zoals ze in elk van de kanalen van belang zijn, dus voor het „rode" kanaal D_bR_r, voor het „groene" D_rD_b en voor het „blauwe" D_rR_b. *Fig. 10* toont in kromme *1* de spectrale gevoeligheid $F(\lambda)$ van de bovengenoemde fotomultiplicatorbuis type 50 AVP. Een blik op fig. 8 leert dat het maximum van $\bar{B}(\lambda)$ ligt in een gebied waar de 50 AVP nog 95% van zijn maximale gevoeligheid heeft. Deze buis wordt dan ook in het „blauwe" kanaal gebruikt.

Het maximum van $\bar{R}(\lambda)$ ligt bij $\lambda = 600$ nm, en daar is de spectrale gevoeligheid van de 50 AVP reeds aanzienlijk gedaald. Uit de spectrale energieverdeling van de gebruikte fosfor (zie fig. 5) blijkt bovendien dat in vergelijking met groen slechts weinig rood licht mag worden verwacht. Daar de signaal-ruisverhouding van de fotostroom evenredig is met de wortel uit het aantal primaire elektronen per beeldelement, zal de „rode" fotostroom dus een slechtere signaal-ruisverhouding hebben dan de „groene". Dit wordt nog erger indien men, om de stromen in de drie kanalen op hetzelfde niveau te brengen, de buis 50 AVP in het „rode" kanaal een grotere secundaire-emissieversterking laat leveren, door de potentiaalverschillen tussen de dynodes te vergroten. Elke multiplicatorbuis voegt namelijk aan de eigenlijke signaalstroom een ruiscomponent toe, die gedeeltelijk afkomstig is van het aanwezig zijn van die stroom, en voor een ander deel van een stroom die ook reeds vloeit zonder dat er licht op de fotokatode valt. Deze laatste stroom, de zg. donkerstroom, heeft verschillende oorzaken, zoals thermische emissie van de fotokatode, koude emissie van onderdelen van de buis, ongewenste fotoemissie wanneer snelle elektronen in de buis kans zien, lichtverschijnselen op te wekken die voor de fotokatode „zichtbaar" zijn, en ten slotte lekstromen. Bijna al deze ongewenste verschijnselen verergeren snel als men de spanning tussen de elektrodes opvoert, zoals voor een grotere versterking nodig is.

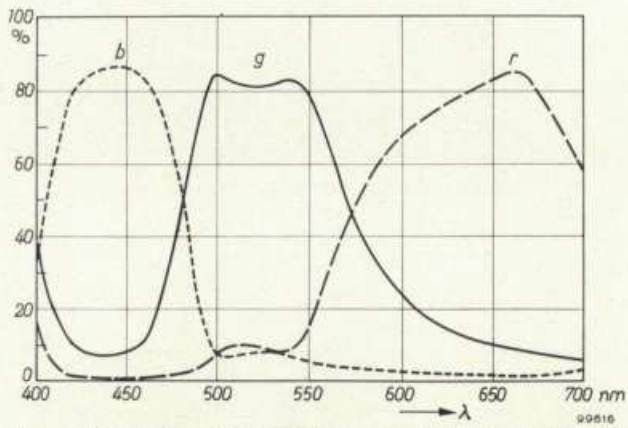


Fig. 9. Spectrale eigenschappen van het kleursplitsende spiegelkruis (*8* in fig. 4). Als functie van de golflengte λ geeft kromme *r* het produkt D_bR_r, kromme *g* het produkt D_rD_b, en kromme *b* het produkt D_rR_b. Hierin betekent *D* doorlating en *R* reflexie; de indices r en b betekenen resp. rood en blauw. De krommen gelden voor een invalshoek van 45°.

Dit is de reden waarom voor het „rode" kanaal is uitgezien naar een fotomultiplicatorbuis die aan de rode kant van het spectrum een betere spectrale gevoeligheid heeft dan de 50 AVP. De keus is gevallen op het type 6217 van de Radio Corporation of

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

America; kromme *2* in fig. 10 geeft de gevoeligheid van deze buis weer (beide krommen zijn getekend met de top bij 100%).

Het gebruik van speciaal voor rood gevoelige fotomultiplicatorbuizen heeft één nadeel: de thermische emissie van de fotokatode — die een onderdeel van

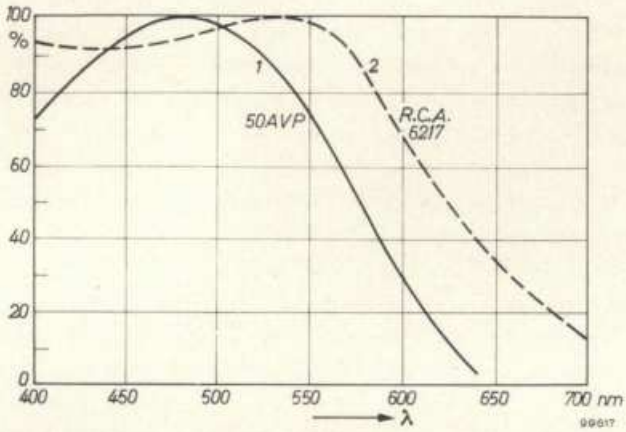


Fig. 10. Relatieve spectrale gevoeligheid van twee typen fotomultiplicatorbuis: Philips 50 AVP en „R.C.A." 6217. Beide krommen zijn getekend met de top bij 100%. In het rood heeft de buis 6217 niet alleen een relatief, maar ook een absoluut grotere gevoeligheid.

de totale donkerstroom vormt en een ruiskarakter heeft — is reeds bij kamertemperatuur hinderlijk. Toch gebruiken wij tegenwoordig niet alleen in het „rode", maar ook in het „groene" kanaal een buis 6217. De reden hiervoor is dat bij gebruik van een 50 AVP de afnemende gevoeligheid daarvan in het gebied van 540 tot 610 nm, in combinatie met de in hetzelfde gebied afnemende emissie van de fosfor, een correctiefilter noodzakelijk zou maken dat rondom het maximum van $G(\lambda)$ (fig. 8) relatief sterk absorbeert. Gebruikt men een voor rood gevoeliger type, zoals de 6217, dan kan men met een vrij licht geeldoorlatend filter volstaan. Dank zij het feit dat de fosfor

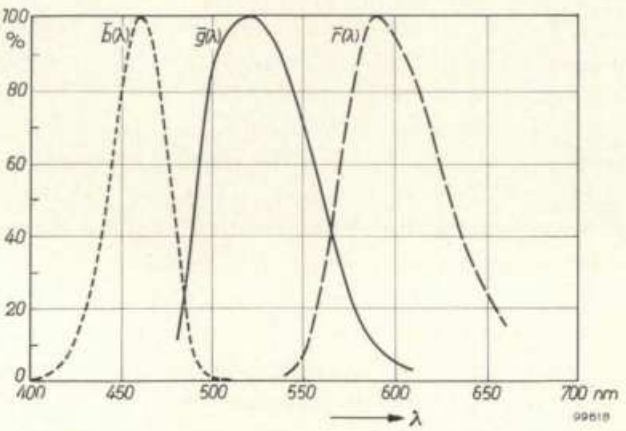


Fig. 11. Spectrale gevoeligheid van de drie kleurkanalen (genormeerd op 100%) van de dia-aftaster, berekend uit de bekende spectrale karakteristieken van de fosfor, het spiegelkruis, de correctiefilters en de fotomultiplicatorbuizen.

in het groen zijn grootste vermogen uitzendt, wordt van ruis geen noemenswaardige hinder ondervonden.

Heeft men aldus zijn keus ten aanzien van de te gebruiken typen fotomultiplicatorbuizen bepaald, dan kunnen de spectrale doorlatingskarakteristieken van de vereiste correctiefilters worden berekend. De volgende stap is dat men uit de catalogi van filterfabrikanten het type filter kiest dat de gewenste doorlating het best benadert. In *fig. 11* zijn de spectrale gevoeligheden weergegeven zoals ze in onze dia-aftasters volgens berekening gelden.

Het elektronische gedeelte

Van het nu te bespreken elektronische gedeelte van een kleurendia-aftaster vertonen de afbuigschakelingen en de hoogspanningsgenerator weinig principiële verschillen met reeds hierover gepubliceerde grondslagen. Omdat een aftaster een signaalbron is, worden aan de lineariteit van de horizontale en de verticale afbuiging strengere eisen gesteld dan bij weergeefinrichtingen. Voor de hoogspanningsgenerator geldt dat de uitgangsspanning zo weinig mogelijk afhankelijk dient te zijn van netspanningsschommelingen, temperatuurvariaties en de afgegeven stroom. Is de spanning constant, dan behoeft namelijk de scherpte van de lichtstip op de katodestraalbuis slechts zelden te worden bijgesteld. Dit is vooral bij laboratoriumproeven een welkome eigenschap, omdat men soms kort na elkaar met geheel verschillende waarden van de straalstroom werkt. Ook is het wel eens nodig, de amplitude van de afbuigingen te variëren; om deze reden wordt de hoogspanning niet — zoals gebruikelijk bij televisieontvangers — ontleend aan de lijnafbuigschakeling, maar wordt een afzonderlijke generator gebruikt.

De videoversterkers zoals ze in onze kleurenlichtstipaftasters worden gebruikt, hebben een drieledige functie, namelijk:

a) nalichtcompensatie,
b) gammacorrectie en
c) distributie van de grondkleursignalen.

Wij zullen deze functies achtereenvolgens bespreken.

a) Nalichtcompensatie. De fosfor op het scherm van de lichtstipbuis heeft de eigenschap, na excitatie nog enige tijd licht uit te stralen. Bij gevolg ontvangen de fotomultiplicatorbuizen niet alleen licht van het beeldelement dat wordt afgetast, maar ook van enkele voorafgaande beeldelementen. Bij een plotselinge overgang van donker naar licht (of omgekeerd) in het diapositief komt daardoor het beeldsignaal slechts geleidelijk op de nieuwe waarde, zodat in het ontvangen beeld de overgang eveneens geleidelijk wordt. Dit veroorzaakt een zekere

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

onscherpte van het beeld in de lijnrichting — een verschijnsel dat ook optreedt bij gebruik van videoversterkers met een te smalle frequentieband, wat immers eveneens scherpe overgangen vaag maakt. Voor een uitvoerige kwantitatieve beschouwing van het nalichten verwijzen we naar het in [6]) aangehaalde artikel. Volgens het aldaar (blz. 221) beschreven principe is de schakeling ingericht waarmee het nalichten wordt gecompenseerd (*fig. 12*). Er is van uitgegaan dat het verloop van het nalichten voldoende nauwkeurig kan worden benaderd door de som van drie e-machten. In overeenstemming daarmee zijn in de katodeleiding van de in fig. 12 getekende pentode drie *RC*-leden in serie geschakeld; hun tijdconstanten zijn gelijk gemaakt aan die der drie e-machten. Eén weerstand en één capaciteit zijn instelbaar; dit blijkt noodzakelijk te zijn met het oog op het ouder worden van de fosfor.

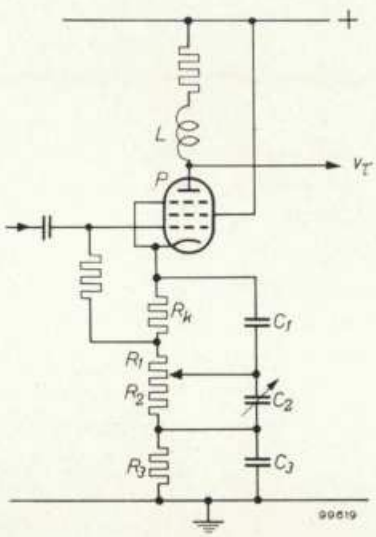


Fig. 12. Schakeling voor nalichtcompensatie. De nalichtkromme is benaderd door de som van drie e-machten. De tijdconstanten $(R_k + R_1)C_1$, R_2C_2 en R_3C_3 van de *RC*-kringen in de katodeleiding van de pentode P zijn gelijk gekozen aan de tijdconstanten van de e-machten. De grootte van R_k ($\ll R_1$) bepaalt de anodegelijkstroom. De verhouding $R_1 : R_2$ is regelbaar gemaakt, omdat de eigenschappen van de fosfor op den duur veranderen. De zelfinductie L in de anodeketen dient ter compensatie van het verlies aan versterking bij hoge frequenties als gevolg van parasitaire capaciteit.

In de schakeling van fig. 12 herkent men die van een versterker welke de hogere frequenties bevoorrecht (doordat met toenemende frequentie de admittantie van de condensatoren die de katodeweerstand overbruggen, afneemt). Dit klopt met het geschetste effect van het nalichten, namelijk dat het systeem zich gedraagt als een versterker met een te smalle frequentieband; deze wordt door een schakeling zoals die van fig. 12 verbreed.

b) Gammacorrectie. Het beeldsignaal v_τ dat ons na de compensatie van het nalichten ter beschikking staat, bezit een lineair verband met de doorlating van het diapositief. Dit signaal, rechtstreeks gebruikt als stuursignaal van een weergeefbuis, zou een beeld doen ontstaan dat een onjuiste indruk van het diapositief geeft. De oorzaak is het niet-lineaire verband tussen de lichtstroom Φ en de stuurspanning V, dat zowel bij directzicht- als bij projectiebuizen bestaat. In de regel geldt: $\Phi \sim V^\gamma$ (de spanning V gemeten vanaf het afknijppunt), waarin γ een waarde tussen 2,2 en 2,5 heeft. Past men echter op het signaal v_τ een bewerking toe die een spanning $v \sim v_\tau^{1/\gamma}$ oplevert, dan is deze spanning v wèl als stuurspanning geschikt, immers $\Phi \sim v_\tau^{(1/\gamma)\gamma} = v_\tau$. Ook de laatste schakel van de transmissie — de helderheid van de weergeefbuis — is nu dus lineair gemaakt.

De bewerking waardoor men uit het signaal v_τ een signaal $v \sim v_\tau^{1/\gamma}$ afleidt, heet gammacorrectie. Voor het tot stand brengen ervan zijn velerlei schakelingen bedacht. Deze hebben als gemeenschappelijk kenmerk dat ze één of meer niet-lineaire schakelelementen bevatten. Wij volstaan hier met de door ons gebruikte schakeling weer te geven (*fig. 13a*). De triode T is geschakeld als katodevolger. De regelbare weerstand R is steeds groot ten opzichte van de weerstand R_s, en R_s is groot ten opzichte van de weerstand-in-doorlaatrichting van de diode D. Men stelt R zo in dat de gelijkspanning van het punt e juist nul is. Met A is een als synchrone schakelaar fungerende schakeling aangeduid.

Deze schakeling maakt dat op het punt g het beeldsignaal nul is tijdens de terugslag, dus wanneer de lichtstipbuis geen licht geeft en het signaal derhalve overeenkomt met zwart van het diapositief. De „schakelaar" A is „gesloten" tijdens de terugslag of een gedeelte daarvan; ertussenin is hij „open". (In plaats van A kan men ook een schakeling met vasthouddiode denken.)

Zolang A open is, kan de lading op de rechterplaat van de koppelcondensator C niet veranderen; de potentiaal van deze plaat varieert dan dus mee met die van de linkerplaat, elke aftastlijn echter beginnend vanaf aardpotentiaal. We onderstellen nu dat de ingangsspanning v_τ b.v. een zaagtandvorm heeft (fig. 13*b*); de triode stuurt dan door R_s en de diode een stroom i_d die eveneens zaagtandvormig is (fig. 13*d*). Wegens de kromme karakteristiek van de diode krijgt de spanning v_d over de diode (tevens uitgangsspanning) een gekromd verloop (fig. 13*d*). Kiest men een diode met een geschikte karakteristiek, dan wordt $v_d \sim v_\tau^{0,4}$, wat beantwoordt aan $\gamma = 2{,}5$. Voor de drie videoversterkers van een kleurendia-aftaster moet men drie diodes uitzoeken die tussen 5 en 100% van het spanningstraject aan de genoemde betrekking voldoen en bovendien onderling zo gering mogelijke verschillen vertonen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De geschetste gang van zaken bewerkt dat de donkere partijen in de juiste verhouding helderder worden weergegeven dan het geval zou zijn zonder gammacorrectie. Er zijn echter omstandigheden waarin men nog een extracorrectie zou willen toepassen, omdat men sommige delen van het weergegeven beeld nog te donker vindt ten opzichte van de heldere partijen. Zulke beelden — in de fotografie te hard genoemd — kunnen zich voordoen als contrastrijke diapositieven worden gebruikt. De zg. helderheidsomvang van het plaatje — d.i. de verhouding van de grootste tot de kleinste helderheid die erin voorkomt — is dan groter dan die welke de kleurenweergeefinrichting kan geven. Dit komt hierin tot uiting dat donkere partijen van het beeld nog te weinig contrast vertonen. Bij film, en dus ook bij dia's, komt dit vrij vaak voor; deze zijn immers in de eerste plaats bestemd voor projectie, en daar doet de moeilijkheid zich in veel mindere mate voor, aangezien de gebruikelijke projectors een grotere helderheidsomvang kunnen geven dan de tot dusverre bekende weergeefinrichtingen voor kleurentelevisie. Overigens kan het ook om louter esthetische redenen wenselijk zijn, donkere partijen naar verhouding iets helderder weer te geven.

De bedoelde extracorrectie kan bij een aftaster voor zwart-witdia's worden verkregen door de exponent die aan de gammacorrectie ten grondslag ligt, te verkleinen (zie [6]), blz. 224). Een blik op *fig. 14* maakt duidelijk, waarom zulk een verkleining bij een aftaster voor kleurendia's ontoelaatbaar is. Onderstel dat men $1/\gamma = 0{,}32$ kiest; dan ondergaat v_T, behalve de correctie volgens $v_d \sim v_T^{0,4}$, een extracorrectie $v_d' \sim v_d^{0,8}$. Dit is in fig. 14 weergegeven. Heeft van het beeld een bepaald fragment een helderheid en een kleur, bepaald door de karakteristieke waarden R, G en B na de normale gammacorrectie, dan zou na de extracorrectie dit fragment een helderheid en een kleur krijgen in overeenstemming met de signalen $R_{0,8}$, $G_{0,8}$ en $B_{0,8}$. Deze helderheid

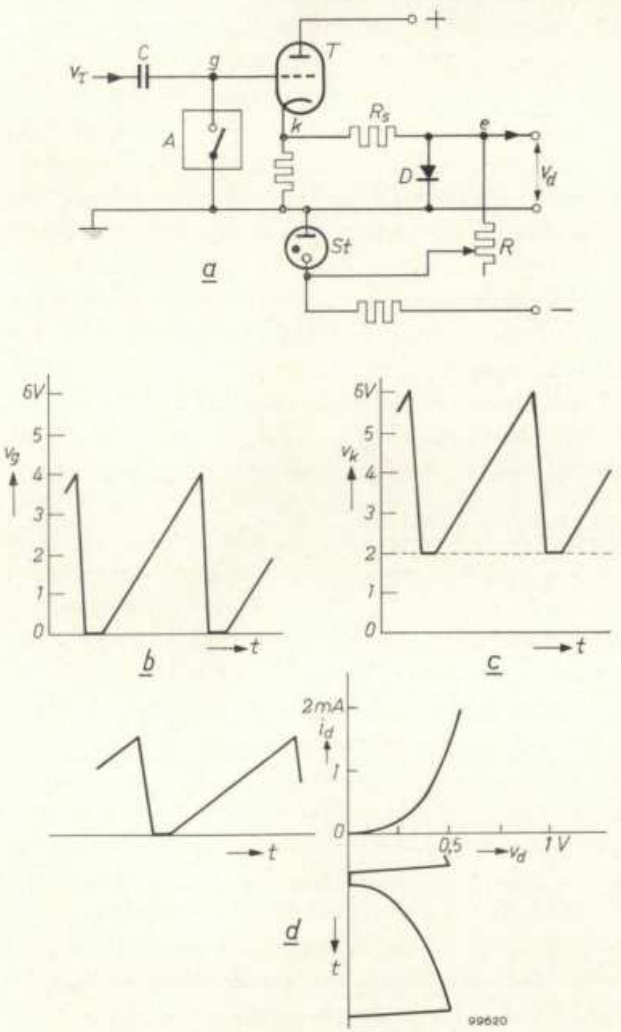


Fig. 13. *a*) Schakeling voor gammacorrectie. T triode, geschakeld als katodevolger. C koppelcondensator. A is een als synchrone schakelaar fungerende schakeling, die op het punt g het beeldsignaal nul maakt tijdens de terugslag. D diode. St spanningsstabiliseerbuis. R weerstand waarmee men de gelijkspanning van het punt e nul maakt.
b) Voor de verklaring wordt ondersteld dat de spanning v_g aan het punt g in (*a*) zaagtandvormig is.
c) De bijbehorende spanning v_k aan de katode.
d) Door de diode D vloeit een stroom i_d. Wegens de gekromde diodekarakteristiek doet deze een uitgangsspanning v_d ontstaan met kromme zaagtandvorm, die de tegengestelde kromming van de karakteristiek $\Phi = f(V)$ van de weergeefbuis compenseert.

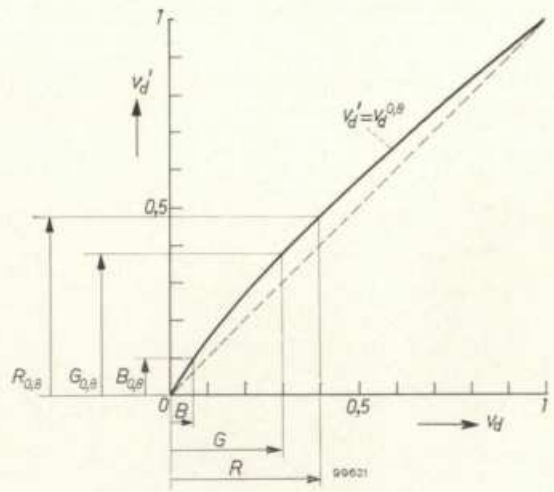


Fig. 14. Indien men te harde kleurenbeelden corrigeerde met de schakeling van fig. 13*a*, zouden ze niet alleen zachter worden, maar ook van kleur veranderen, zoals hier wordt toegelicht. R, G en B stellen de drie grondkleursignalen voor (waarop reeds gammacorrectie is toegepast) die samen een partij in een kleurenbeeld vormen dat men zachter wenst. Stuurt men elk van deze signalen door een schakeling als die van fig. 13*a* met karakteristiek $v_d' \sim v_d^{0,8}$, dan krijgt men drie extra gecorrigeerde grondkleursignalen $R_{0,8}$, $G_{0,8}$ en $B_{0,8}$, die alle drie groter zijn dan R, G en B (een signaal met waarde 1 zou even groot zijn gebleven). De desbetreffende partij wordt dus helderder. Terwijl hier R en G met 20 tot 30% zijn toegenomen, is B echter nagenoeg verdubbeld; de partij verandert dus van kleur, wat niet de bedoeling was.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

is inderdaad groter, zoals de wens was, maar de kleur is ook veranderd. Immers, het „blauwe" signaal is meer toegenomen dan het „groene", en dit weer meer dan het „rode"; de kleurbalans is dus verloren gegaan.

De oplossing is gevonden in schakelingen die de zwakkere beeldsignalen meer versterken dan de sterkere, met behoud van de verhouding die bestaat tussen de amplitudes van het „rode", het „groene" en het „blauwe" signaal. Een schakeling die aan deze voorwaarden voldoet en in het Philipslaboratorium met succes wordt toegepast, is elders beschreven [11]).

c) Distributie van de grondkleursignalen. De drie kleursignalen moeten gedistribueerd worden over een meetschakeling en verschillende monitors, en verder over alle plaatsen waar ze voor experimenten beschikbaar moeten zijn. Om de gebruikers onafhankelijk van elkaar te maken, is een uitgangstrap met zeer lage inwendige impedantie nodig. Dit brengt ons tot de derde en laatste bijzondere functie van de videoversterkers: de distributie van de gecorrigeerde signalen.

Fig. 15 toont het schema van de distributietrap, die in elk van de drie kanalen dienst doet. Zoals in het artikel I is vermeld, worden de drie grondkleursignalen gewoonlijk zo genormeerd dat ze voor wit (absorptie in het diapositief onafhankelijk van de golflengte van het licht) even groot zijn. Voor de uitgangsspanning van de voorafgaande trap hebben wij een top-topwaarde van 1 V gekozen. Deze spanning van 1 V top-top is dus de ingangsspanning van de distributietrap in fig. 15. Na versterkt te zijn door de dubbele triode T_1-T_2, bestuurt ze een katodevolger met pentode P. Vanaf de katode van P vindt via een weerstand R_2 tegenkoppeling plaats naar de katode van T_1. De spanningsversterking is nagenoeg gelijk aan de verhouding $(R_1+R_2)/R_1$, waarin R_1 de katodeweerstand van T_1 is. Daar $R_2 = R_1$, is de spanning aan het punt O het dubbele van de ingangsspanning, dus 2 V top-top. Dank zij de tegenkoppeling is de inwendige impedantie zeer laag (<1 ohm).

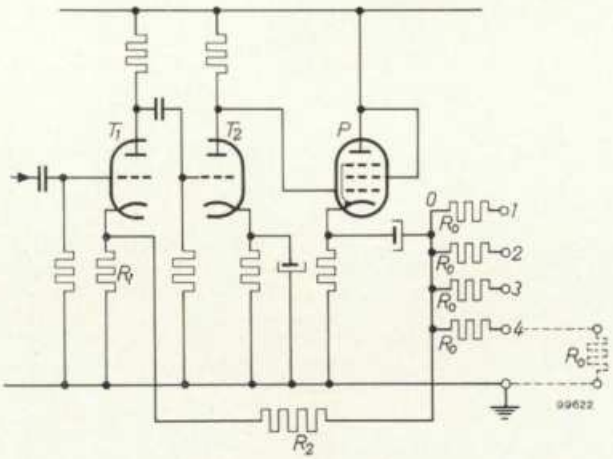


Fig. 15. Principeschema van de distributietrap. T_1-T_2 dubbele triode. P pentode als katodevolger. Van de katode van P wordt via de weerstand R_2 tegengekoppeld naar de katode van T_1 (met katodeweerstand $R_1 = R_2$). *1, 2, 3, 4* uitgangsklemmen, waarop via kabels (met golfweerstand R_0, en afgesloten met R_0) een meetinrichting, monitors en de gebruikers worden aangesloten. Ingangsspanning: 1 V top-top. Spanning aan O: 2 V top-top. Spanning aan het eind van de kabels: 1 V top-top.

De vier uitgangsklemmen *1. . .4* zijn elk over een weerstand R_0 met punt O verbonden. Op deze klemmen worden kabels met golfweerstand $R_0 = 135$ ohm aangesloten, die dus aan het begin met een weerstand R_0 zijn afgesloten en ook aan het andere eind met deze weerstand moeten worden afgesloten. Over de afsluitweerstanden komt dus een signaal van 1 V top-top te staan. De vier kabels voeren resp. naar

1) een tweede distributieversterker, waarop de verschillende gebruikers van de signalen zijn aangesloten,
2) een zwart-witmonitor, ter observatie van de scherpte en de geometrie der beelden en van eventuele storingen,
3) een kleurenmonitor [12]), voor het kritisch keuren van de kleuren, en
4) een meetinrichting voor de uitgangssignalen.

Het voordeel van deze methode boven het gebruik van b.v. vier afzonderlijke katodevolgers in elk kanaal is dat de signalen aan de klemmen *1. . .4* volkomen identiek zijn. Constateert men op de monitors of met de meetinrichting geen afwijkingen, dan is men er zeker van dat goede signalen worden gedistribueerd. De lage inwendige impedantie maakt dat een storing, veroorzaakt aan het eind van één der kabels (b.v. door verkeerde afsluiting), op de andere plaatsen niet merkbaar is.

Tot slot nog enkele woorden over de zoëven genoemde meetinrichting. Op een katodestraaloscilloscoop worden de drie grondkleursignalen tegelijk naast elkaar zichtbaar gemaakt. De oscilloscoop is voorzien van een vasthoudschakeling, die ervoor zorgt dat in het oscillogram de gedeelten die corresponderen met „zwart", zich steeds op dezelfde hoogte bevinden. Met behulp van een sinusvormig ijksignaal [13]) (top-topwaarde 1 V, frequentie gelijk aan die van de horizontale afbuiging) had men tevoren op een doorzichtig schermpje dat vóór de oscilloscoopbuis is aangebracht, een horizontale

[11]) J. Kaashoek, Gradationsentzerrung im Farbfernsehen, Nachr.techn. Z. **11**, 515-518, 1958 (no. 10).

[12]) Zie b.v. fig. 19 van het in [2]) aangehaalde artikel.

[13]) Het ijksignaal wordt geleverd door een oscillator waarvan het principe is beschreven in: L. Ensing en H. J. J. van Eyndhoven, Een oscillator met constante uitgangsspanning, Philips techn. T. **14**, 258-266, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Nig. 16. Lichtstipaftaster voor kleurendia's volgens het beschreven principe, geconstrueerd in het Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven. Betekenis van de cijfers als in fig. 4.

lijn door de toppen van dit signaal getekend. Bij wisseling van diapositief observeert men het oscillogram van de grondkleursignalen, en men regelt het diafragma van het objectief zodanig dat de top van het grootste der drie signalen juist op de lijn valt; dit signaal heeft dan een grootte van 1 V top-top.

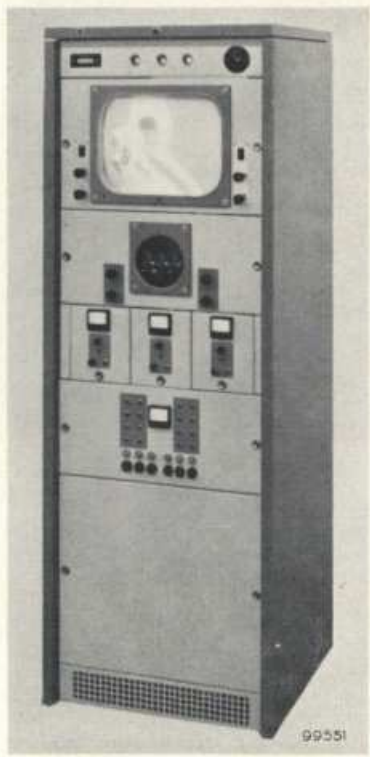
Bij het inschakelen van de aftaster plaatst men er eerst een zwart-witdia in, en door de voedingsspanning te veranderen, regelt men de versterking van de fotomultiplicatorbuizen zo dat de drie grondkleursignalen even groot worden.

Fig. 16 en *17* tonen twee lichtstipaftasters voor kleurendia's volgens het beschreven principe. De ene is een laboratoriumuitvoering, de andere een door de Hoofdindustriegroep Elektroakoestiek verder ontwikkelde uitvoering.

Aftaster voor plaatwerk

Opstelling met alleen enkelvoudige reflexie

Fig. 18a en *b* geven een schets van de eenvoudigste opstelling van een lichtstipaftaster voor plaatwerk, waarbij voorlopig alleen nog aan zwart-wit is gedacht. Het raster van de lichtstipbuis *1* wordt vergroot op de weer te geven prent *3* afgebeeld. Afhankelijk van de zwarting ter plaatse waar het beeld van de lichtstip zich bevindt, wordt een kleiner of groter deel van het opvallende licht gereflecteerd; de rest wordt in het papier geabsorbeerd. Van het



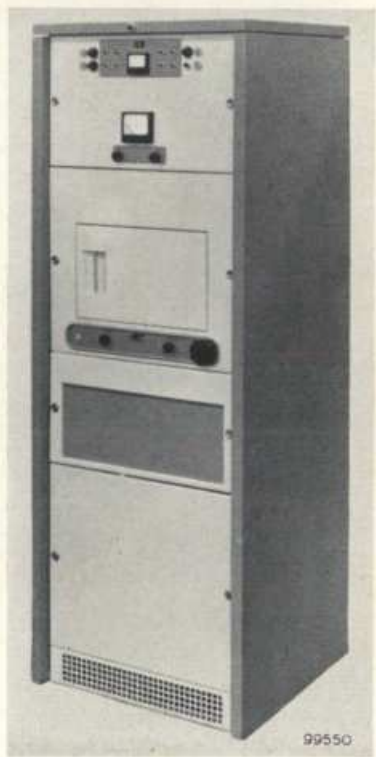


Fig. 17. Verdere ontwikkeling van de in fig. 16 afgebeelde lichtstipaftaster, onder leiding van F. H. J. van der Poel tot stand gekomen bij de Hoofdindustriegroep Elektroakoestiek. De linkerkast bevat o.a. de monitor en de oscilloscoop, de rechterkast de lichtstipbuis, het spiegelkruis en de fotomultiplicatorbuizen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gereflecteerde licht vangt de fotokatode van de multiplicatorbuis *4* het deel binnen de kegel *5* op; dit deel verwekt de uitgangsstroom, die over de signaalweerstand het beeldsignaal doet ontstaan. Dit wordt door een zelfde videoversterker geleid als bij een dia-aftaster; nalichtcompensatie en gammacorrectie zijn hier natuurlijk evenzeer noodzakelijk, daar het immers correcties zijn voor een bepaalde eigenschap van de fosfor resp. voor de gekromde karakteristiek van de weergeefbuis.

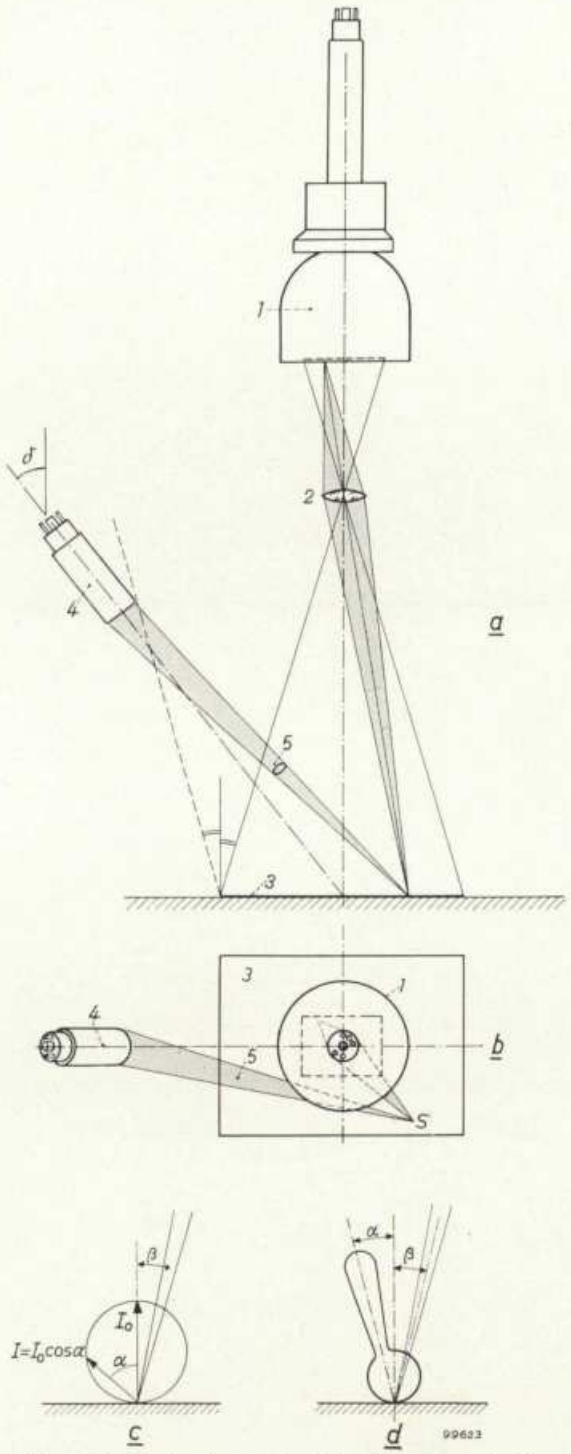


Fig. 18. *a*) Verticale doorsnede, *b*) horizontale projectie, van een eenvoudige opstelling voor een plaatwerkaftaster. *1* lichtstipbuis. *2* objectief, dat het raster van de lichtstipbuis afbeeldt op de weer te geven prent *3*. *4* fotomultiplicatorbuis. *5* kegel waarbinnen de fotokatode van *4* wordt gezien vanuit een afgetast beeldelement *S* van de prent.
c) Diffuse reflexie: lichtsterkte I in richting α evenredig met $\cos\alpha$ (wet van Lambert), onafhankelijk van de invalsrichting β.
d) Reflexie van glanzend papier: het lichtsterktediagram vertoont een uitstulping in de richting $\alpha = -\beta$.

In hetgeen volgt, worden een aantal overwegingen besproken die ten grondslag liggen aan een uitgevoerde aftaster voor gekleurd plaatwerk.

Indien de prent diffuus reflecteert volgens de wet van Lambert, krijgt men in de verschillende richtingen een lichtsterkte volgens de cosinuswet, onverschillig vanuit welke richting het licht invalt; is I_0 de lichtsterkte in de richting van de normaal, dan is in een richting onder een hoek α met de normaal de lichtsterkte $I_0 \cos\alpha$ (cirkelvormig diagram, fig. 18*c*). Is daarentegen het papier glanzend, dan is de reflexie eveneens diffuus behalve in richtingen nabij de reflexiehoek die gelijk aan de hoek van inval is. In deze richtingen is de reflexie veel sterker en vertoont het diagram dus een uitstulping (fig. 18*d*), met een maximum en een breedte die afhangen van de aard van het glanzende papier. Nagenoeg spiegelend gedragen zich glanzende foto's, zg. kunstdrukpapier (vaak gebruikt voor kleurenreprodukties) en gelakt of geplastificeerd papier, dat veel toepassing vindt voor reclame- en verpakkingsdoeleinden.

Met de in fig. 18*a* getekende plaatsing van de multiplicatorbuis blijft de fotokatode juist vrij van spiegelend weerkaatst licht (aangeduid door stippellijn). De door de fotokatode ontvangen lichtstroom van midden en randen van het papier zal echter verschillend zijn. De hoek δ kan zo worden gekozen dat van het midden het meeste licht wordt ontvangen. Het televisiebeeld zal dus, in een mate die afhangt van de hoogte van de multiplicatorbuis boven het papier en van de afstand tot de hartlijn van de opstelling, een schijnbare vignettering vertonen. Dit effect, gevoegd bij de reeds aanwezige, onvermijdelijke, vignettering van het objectief, kan ontoelaatbaar worden als men, om meer licht op te vangen, de fotomultiplicatorbuis dicht bij de prent opstelt. In het geval van kleurentelevisie treedt er nog een complicatie op: men moet dan drie fotomultiplicatorbuizen opstellen, en wel zo dat de vignettering voor alle drie dezelfde is; anders zouden immers kleurfouten in de weergave optreden. Eigenlijk zou men dus alle drie fotokatodes dezelfde plaats moeten geven. (Dit zou men kunnen bereiken met behulp van kleursplitsende spiegels. Deze zijn hier echter niet gebruikt, wegens het lichtverlies dat ze veroorzaken, en de constructieve moeilijkheden. Het splitsen van het licht in de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

drie grondkleuren geschiedt hier geheel door filters, die vóór de fotokatodes zijn geplaatst; wij komen daarop nog terug aan het eind van het artikel.)

Een andere kwestie waarop men bij een opstelling volgens fig. 18*a* bedacht moet zijn, is dat zorgvuldig vermeden dient te worden dat er op de prent ander licht valt dan dat van de lichtstip. „Vreemd" licht namelijk zou in de eerste plaats in de uitgangsstroom een extragelijkstroomcomponent veroorzaken; de daardoor opgewekte gelijkspanningscomponent is wel gemakkelijk van het eigenlijke beeldsignaal te scheiden, maar de extrastroom vergroot de ruis, zodat de signaal-ruisverhouding onnodig slecht zou zijn. Het storende licht zal in de regel kunstlicht zijn, dat afkomstig is van lampen die met wisselstroom worden gevoed; er zou dus, als tweede ongewenst effect, in het beeldsignaal een bromcomponent met de dubbele netfrequentie optreden. Is het storende licht relatief sterk, dan kunnen er zich daarenboven nog niet-lineaire distorsieverschijnselen voordoen.

Afscherming van storend licht en een aanzienlijke vermindering van de vignettering worden verkregen met de hieronder beschreven opstelling.

Opstelling met fotometerbol

In *fig. 19* is een opstelling getekend waarbij het objectief en de fotokatodes van de multiplicatorbuizen zich in de wand van een bol bevinden, die inwendig diffuus wit is geverfd. Het gebruik van zulk een fotometerbol [14]) levert een aanzienlijke lichtwinst op. De fotokatodes ontvangen nu namelijk niet alleen rechtstreeks het door de prent gereflecteerde licht (kegeltje *5*), maar bovendien licht dat één maal (kegeltjes *7* en *8*) of meermalen door de bol diffuus is weerkaatst. Het licht dat in fig. 18*a* buiten het kegeltje 5 werd gereflecteerd, ging geheel verloren, maar nu komt een groot deel ervan toch nog op de fotokatodes terecht. De door dit integrerende effect behaalde winst blijkt een factor F te bedragen die gegeven is door

$$F = \frac{1}{1 - A\,\varrho_s}.$$

Hierin is ϱ_s de reflexiecoëfficiënt van de witte binnenwand van de bol, en A het gedeelte van de wand dat aan de diffuse reflexie meedoet (het objectief, de fotokatodes en de prent zelf worden geacht niet mee te doen), in verhouding tot de totale boloppervlakte.

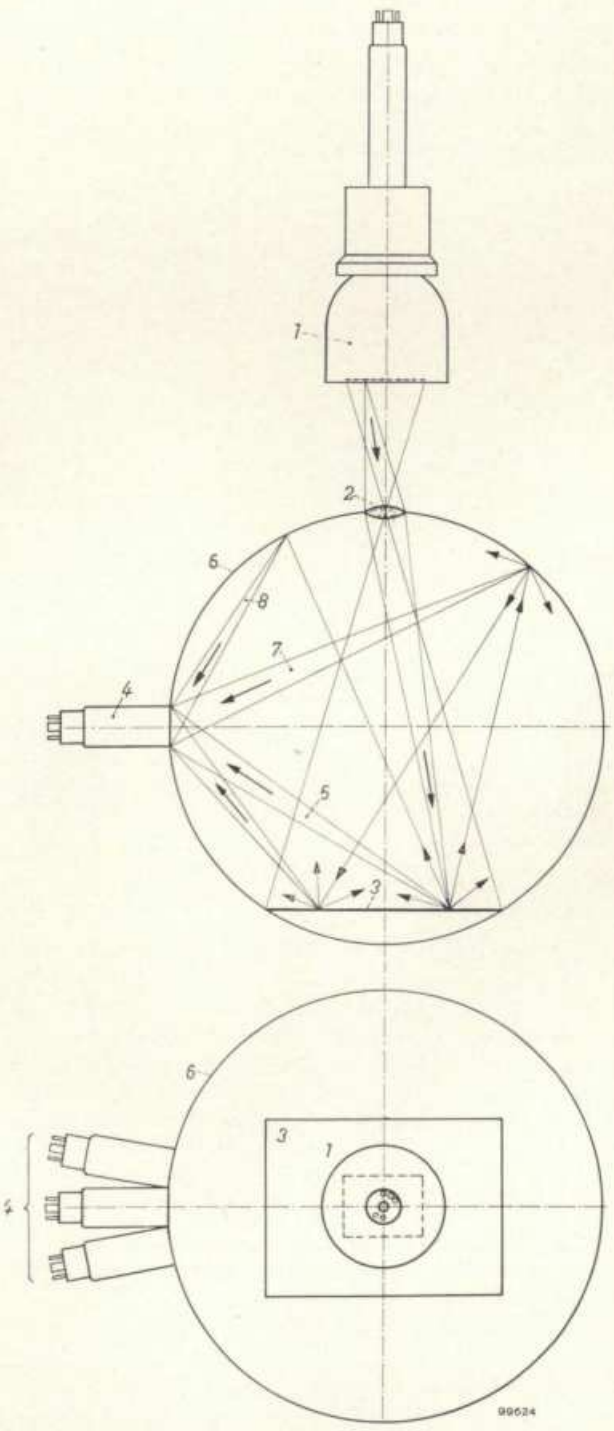


Fig. 19. Plaatwerkaftaster met fotometerbol. *1* lichtstipbuis. *2* objectief. *3* weer te geven prent. *4* fotomultiplicatorbuizen. *5* lichtkegeltje dat rechtstreeks op een fotokatode valt. *7*, *8* lichtkegeltjes die na eenmalige reflexie aan de fotometerbol *6* een fotokatode bereiken.

In *fig. 20a* stelt S een diffuus stralend oppervlak voor. In een richting onder een hoek α met de normaal op S is de luminantie L_α bij definitie het quotiënt van de lichtsterkte I_α (in candela's) en de schijnbare oppervlakte $S \cos\alpha$ (in m²), beide gezien vanuit de richting α:

$$L_\alpha = \frac{I_\alpha}{S \cos\alpha} \text{ nit.}$$

[14]) Een plaatwerkaftaster met fotometerbol, voor weergave in zwart-wit, is beschreven in: H. Stier, P. Lindner en E. Kosche, Die Lichtpunktabtastung und die Übertragung episkopischer Bildvorlagen, Nachr. technik **5**, 537-541, 1955.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Indien de luminantie voor alle richtingen dezelfde is, volgt hieruit:

$$I_\alpha = L\,S\cos\alpha = I_0\cos\alpha,$$

als men $LS = I_0$ stelt. $I_\alpha = I_0\cos\alpha$ is de wet van Lambert. De lichtstroom Φ die het oppervlak S uitzendt, blijkt na berekening te bedragen, voor het geval dat voldaan is aan de wet van Lambert:

$$\Phi = \pi I_0 \text{ lumen.}$$

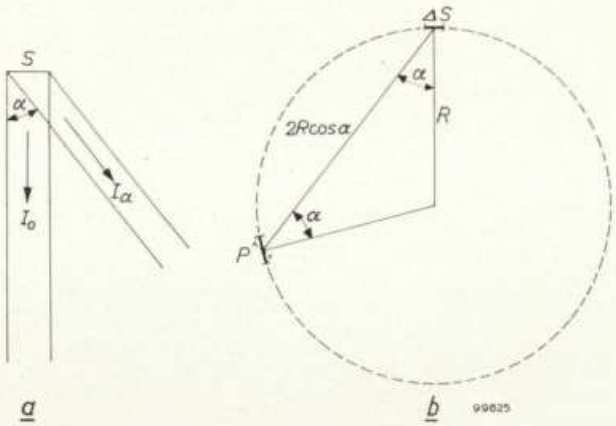


Fig. 20. *a*) Een diffuus stralend oppervlak S dat voldoet aan de wet van Lambert, heeft in een richting α ten opzichte van de normaal een lichtsterkte $I_\alpha = I_0\cos\alpha$.
b) Een volgens Lambert stralend vlakje ΔS en een vlakje bij P maken deel uit van een denkbeeldige bol met straal R. In de tekst wordt aangetoond dat de verlichtingssterkte op het vlakje bij P onafhankelijk is van de plaats van P op de bol.

In fig. 20*b* stelt het vlakje ΔS zo'n diffuse lichtbron voor, met luminantie L. De lichtsterkte in de richting α is dan $L\,\Delta S\cos\alpha$. We berekenen nu de verlichtingssterkte E_P op een vlakje door het punt P, welk vlakje, evenals ΔS, deel uitmaakt van een denkbeeldige bol met straal R. Voor E_P geldt:

$$E_P = \frac{L\,\Delta S\cos\alpha}{(2R\cos\alpha)^2}\cos\alpha = \frac{L\,\Delta S}{4R^2}.$$

De verlichtingssterkte is dus onafhankelijk van de plaats van P op de (denkbeeldige) bolwand.

Daar we voor de uitgezonden lichtstroom Φ kunnen schrijven: $\Phi = \pi I_0 = \pi L\,\Delta S$, is $E_P = \Phi/4\pi R^2$.

In de opstelling volgens fig. 19 zij Φ de lichtstroom die door het objectief de fotometerbol binnenvalt, en ϱ_p de reflexiecoëfficiënt van het papier ter plaatse van de lichtstip op het beschouwde moment. Dan is $\varrho_p\Phi$ de op dat ogenblik door de prent gereflecteerde lichtstroom. Aangenomen dat de prent voldoet aan de wet van Lambert, ontstaat er (reflexies aan de bolwand nog niet meegerekend) een egale verlichting van de bolwand ter sterkte $E_1 = \varrho_p\,\Phi/4\pi R^2$. Bepaalde delen van het boloppervlak zijn echter niet wit geschilderd: het objectief, de fotokatodes en de prent zelf. We onderstellen dat deze delen in het geheel niet reflecteren en brengen dit in rekening door de factor A (< 1) = witte oppervlakte/totale boloppervlakte. Is ϱ_s de reflexiecoëfficiënt van het witte gedeelte, dan wordt van de lichtstroom $\varrho_p\,\Phi$ die van de prent komt, door de witte wand voor de eerste maal gereflecteerd de lichtstroom $A\,\varrho_s\,\varrho_p\,\Phi$. Deze gaat wederom de bol in en geeft dus aanleiding tot een toeneming van de verlichtingssterkte met een bedrag $\Delta E = A\varrho_s\,\varrho_p\,\Phi/4\pi R^2$. Dit proces herhaalt zich tot in het oneindige. De totale verlichtingssterkte wordt ten slotte:

$$E = \lim_{n=\infty}\frac{\varrho_p\Phi}{4\pi R^2}(1 + A\varrho_s + A^2\varrho_s^2 + \ldots + A^n\varrho_s^n) = \frac{\varrho_p\Phi}{4\pi R^2}\,\frac{1}{1 - A\varrho_s}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Zonder de fotometerbol zou de verlichtingssterkte zijn:

$$E_1 = \frac{\varrho_p\Phi}{4\pi R^2}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Door het gebruik van de fotometerbol wint men dus een factor

$$F = \frac{1}{1 - A\varrho_s} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

in de verlichtingssterkte van de bolwand, en dus een zelfde factor ten aanzien van de lichtstroom die op de fotokatodes valt.

In *fig. 21* is de winstfactor F als functie van ϱ_s getekend, met A als parameter. Nu reeds zij opgemerkt dat men de bol een reflexiecoëfficiënt ϱ_s van 0,95 kan geven (wij komen daarop aanstonds nog terug). Uit fig. 21 is af te lezen dat men met $A = 0{,}85$, 0,90 en 0,95 (dus resp. 15, 10 en 5% van de bolwand niet-reflecterend) een winstfactor van resp. ca. 5, 7 en 10 behaalt. De keuze van A wordt eveneens verderop behandeld.

Behalve de aanzienlijke winst in licht, zijn belangrijke voordelen van de bol dat hij storend licht afschermt en de bovengenoemde vignetteringseffecten sterk vermindert. Een ander voordeel is nog, dat de bol een storend effect verzwakt dat zich voordoet als men de aftaster gebruikt voor het vertonen van kleine driedimensionele voorwerpen. Onder een aftaster zonder bol worden de voorwerpen door de fotomultiplicatorbuizen gezien vanuit enigszins verschillende richtingen, met het gevolg dat ze in de weergave gekleurde randjes zullen vertonen. De bol doet dit effect grotendeels verdwijnen.

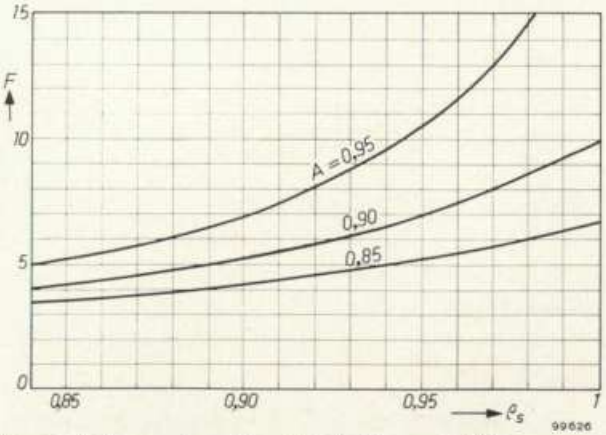


Fig. 21. De factor $F = (1 - A\varrho_s)^{-1}$, die men in lichtstroom op de fotokatode wint door het gebruik van een fotometerbol, als functie van ϱ_s en met A als parameter (of, wat op hetzelfde neerkomt, als functie van A en met ϱ_s als parameter).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Vergelijking van de lichtstromen op de fotokatodes bij een dia- en bij een plaatwerkaftaster

Wij willen nu een vergelijking maken tussen de lichtstromen die op de fotokatodes vallen bij een dia- en bij een plaatwerkaftaster. Daartoe berekenen we eerst met behulp van *fig. 22* de lichtstroom Φ' die, bij gegeven luminantie L van de lichtstip, uit het objectief treedt. Aangenomen wordt dat de fosfor straalt volgens Lambert, dus dat de lichtsterkte van de lichtstip onder een hoek α met de normaal $I_0 \cos \alpha$ is; de ruimtehoek ω waaronder het objectief vanuit de lichtstip wordt gezien, nemen we echter zo klein dat $\cos \alpha = 1$ mag worden gesteld. Binnen de ruimtehoek ω wordt dan uitgestraald een lichtstroom $\Phi = \omega I_0 = \omega L \, \Delta s$, als Δs de oppervlakte van de lichtstip is. De doorlating van het objectief noemen we τ_o; de lichtstroom Φ', die uit het objectief treedt, is dan

$$\Phi' = \tau_o \, \omega \, L \, \Delta s. \quad . \; . \; . \; . \quad (4)$$

Om straks gemakkelijker te kunnen vergelijken, herleiden we, met behulp van de betrekkingen $\omega = \frac{1}{4}\pi \, d^2/v^2$, $d = f/c$ en $v = fN/(1 + N)$, de verg. (4) tot:

$$\Phi' = \frac{\pi \tau_o L \Delta s}{4c^2} \left(\frac{N}{1 + N} \right)^2, \quad . \; . \; . \quad (5)$$

waarin $c = f/d$ = brandpuntsafstand : diameter van het objectief en N = vergroting = $| b/v |$ (b = beeldafstand, v = voorwerpsafstand; zie fig. 22).

a) Dia-aftaster. De lichtstroom Φ' valt op het diapositief en het licht gaat achtereenvolgens (zie fig. 4) door het dia, de eerste condensorlens, de kleursplitsende spiegels, de tweede condensorlens en het correctiefilter. De lichtstroom Φ_d' die ten slotte op de fotokatodes valt, is

$$\Phi_d' = \tau_{dia} \, \tau_{od} \, \tau_{sd} \, \tau_{fd} \times \tfrac{1}{4}\pi L \Delta s \left(\frac{N_d}{1+N_d} \right)^2 \times \frac{1}{c_d^2}. \quad (6)$$

Hierin is

τ_{dia} de spectrale doorlating van het kleurendia,

τ_{od} de doorlating van het objectief,

τ_{sd} de spectrale doorlating van het spiegelkruis en de condensorlenzen samen, en

τ_{fd} de spectrale doorlating van het correctiefilter.

(De index d wijst op het geval van de dia-aftaster.)

b) Plaatwerkaftaster (met fotometerbol). Hier wordt de lichtstroom Φ' gereflecteerd door de prent, en de fotokatodes vangen het gereflecteerde licht op, deels direct, deels nadat het aan de bolwand eens of meermalen is gereflecteerd. De lichtstroom die op de fotokatodes valt, is gelijk aan de verlichtingssterkte E van de bolwand maal de werkzame oppervlakte van de fotokatode (waarvan we de straal r noemen) maal de spectrale doorlating van het filter. De index p invoerend om het geval van de plaatwerkaftaster aan te duiden, hebben we dus $\Phi_p' = E \times \pi r^2 \times \tau_{fp}$, waaruit met (1) en (3) volgt:

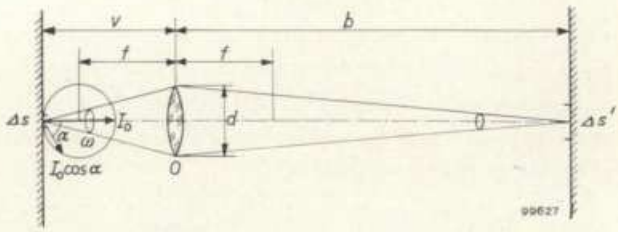


Fig. 22. Afbeelding van de lichtstip (oppervlakte Δs) op het weer te geven object (dia of prent) door middel van een objectief O met diameter d en brandpuntsafstand f. De voorwerpsafstand is v, de beeldafstand b.

$$\Phi_p' = \varrho_p \, \tau_{op} \, \tau_{fp} \frac{r^2}{4R^2} F \times \tfrac{1}{4}\pi L \Delta s \left(\frac{N_p}{1+N_p} \right)^2 \times \frac{1}{c_p^2}. \quad (7)$$

Om Φ_d' en Φ_p', dus (6) en (7), te kunnen vergelijken, onderstellen we het volgende:

1) het raster op de lichtstipbuis is in beide gevallen even groot en er wordt met dezelfde straalstroom gewerkt, zodat in beide formules $\frac{1}{4}\pi L \Delta s$ even groot is;
2) $\tau_{od} = \tau_{op}$ (de objectieven hebben dezelfde doorlating);
3) $\tau_{dia} = \varrho_p$ (de spectrale doorlating van het dia is gelijk aan de spectrale reflexiecoëfficiënt van de prent);
4) $\tau_{sd} \times \tau_{fd} = \frac{1}{2}\tau_{fd}$ (spiegels en filters van de dia-aftaster hebben samen dezelfde spectrale doorlating als het filter van de plaatwerkaftaster, en de doorlating van glazen lichamen zoals de condensorlenzen en de dragers van de kleursplitsende laagjes is 0,5 gesteld).

Met deze onderstellingen volgt uit (6) en (7):

$$\frac{\Phi_d'}{\Phi_p'} = \frac{2}{F} \left(\frac{R}{r} \frac{c_p}{c_d} \frac{N_d}{1 + N_d} \frac{1 + N_p}{N_p} \right)^2. \quad . \quad (8)$$

Voor de beschreven dia-aftaster geldt: $N_d = 0{,}367$ en $c_d = 2{,}8$ (met deze lensopening wordt het meest gewerkt). Voor de aanstonds te beschrijven plaatwerkaftaster gelden de volgende waarden: $F = 6{,}9$ (volgt uit $A = 0{,}90$ en $\varrho_s = 0{,}95$), $N_p = 3$, $c_p = 2{,}5$, $R = 20{,}2$ cm en $r = 2{,}3$ cm (bij de „R.C.A." buis 6217). Deze waarden, ingevuld in (8), leveren: $\Phi_d' = 2{,}3 \, \Phi_p'$. Indien de gemaakte onderstellingen gelden, ontvangen de fotokatodes van de plaatwerkaftaster dus een lichtstroom die 2,3 maal zo klein is als die van de dia-aftaster. Om aan de uitgang van de videoversterkers weer even grote spanningen te krijgen,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

moet men de versterking van de fotomultiplicatorbuizen dus met een factor 2,3 opvoeren, hetgeen gepaard zal gaan met een geringe afneming van de signaal-ruisverhouding.

Overigens kan men natuurlijk ook streven naar een zodanige afwijking van de genoemde onderstellingen dat de berekende verhouding van Φ_d' tot Φ_p' kleiner wordt, eventueel zelfs kleiner dan 1. Dit leidt ons tot een discussie van de dimensionering van de plaatwerkaftaster.

Dimensionering van de plaatwerkaftaster

In de eerste plaats is van belang het formaat van de weer te geven prenten. Wij hebben als maximumformaat gekozen de afmetingen van het bedrukte gedeelte van kwartoformaat, d.i. 18 bij 24 cm. Daar op het venster van de lichtstipbuis in de regel wordt gewerkt met een raster van 6 bij 8 cm, moet de vergroting $N_p = 3$ zijn.

Een volgende te kiezen grootheid is de straal R van de bol, bij de bepaling waarvan ook de factor A in aanmerking genomen moet worden. Men wil A zo dicht mogelijk bij 1 hebben, ten eerste omdat dan volgens (3) de winstfactor F die de bol oplevert, het grootst is. Een tweede reden is dat bij een te kleine waarde van A kans op kleurbederf bestaat. Bij de definitie van A was ervan uitgegaan dat de prent (evenals het objectief en de fotokatodes) in het geheel niet aan de reflexies meedoet. In werkelijkheid reflecteert hij natuurlijk wel. Dat dit invloed heeft op de kleurenweergave, blijkt duidelijk indien we het extreme geval beschouwen van een prent die helemaal rood is op een klein groen vlekje na: het signaal „groen" dat bij het aftasten van dit vlekje ontstaat, zal zwakker zijn dan in het geval dat de rest van de prent ook groen is. Het effect is geringer naarmate de oppervlakte van de prent kleiner is in verhouding tot die van de bol, dus naarmate A groter is. Daar de gezamenlijke oppervlakte van objectief, fotokatodes en prent vrijwel vaststaat, kan men A alleen doen toenemen door de straal R te vergroten. Uit (8) blijkt echter dat de verhouding van de lichtstromen Φ_p': Φ_d' evenredig met R^2 is, zodat vergroten van R de plaatwerkaftaster sterk in het nadeel ten opzichte van de dia-aftaster dreigt te doen komen, voor wat betreft de lichtstroom op de fotokatodes. Bij wijze van compromis is onze keus gevallen op $A = 0{,}9$, wat met de gegeven afmetingen van prent en fotokatodes (die van het objectief kan men nog slechts schatten) leidt tot $R = 20{,}2$ cm.

Voor het geval dat men het objectief juist *in* de bolwand aanbrengt (fig. 20), ligt, nu R en de vergroting N_p bekend zijn, de brandpuntsafstand f vast: f blijkt 9,25 cm te moeten bedragen. Lenzen met deze brandpuntsafstand en een openingsverhouding $c = 2{,}5$, zijn in de handel verkrijgbaar.

Tot slot nog enige woorden over de wijze waarop de binnenzijde van de bol reflecterend te maken is. Uit optisch oogpunt is vrijwel ideaal een bedekking met opgedampt magnesiumoxyde. Deze voldoet aan de wet van Lambert en heeft een reflexiecoefficiënt van 0,98. De hechting laat echter veel te wensen over. Het artikel [14]) maakt melding van gemalen MgO, vermengd met een oplossing van gelatine in zoveel water dat een spuitbare verf wordt verkregen; de reflexiecoëfficiënt is 0,95. Experimenten bij Philips hebben geleid tot een soortgelijke verf, doch met lithopoon (een mengsel van ZnS en $BaSO_4$) in plaats van MgO; deze bleek nog iets beter te hechten en de reflexiecoëfficiënt is 0,955. Met $A = 0{,}9$ wordt de winstfactor $F = 7$ (fig. 21). In de fotometrie komt het meer aan op een duurzame verf dan

Fig. 23. Experimentele plaatwerkaftaster voor kleurentelevisie, geconstrueerd in het Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven. De elektrische onderdelen zijn weggenomen om de optische beter zichtbaar te maken. *1* lichtstipbuis. *2* objectief. *3* prent (hier een testplaat). *4* doos met de drie fotomultiplicatorbuizen. *6* „fotometerbol", hier een kubus met afgesneden hoeken (één zijvlak is verwijderd om het inwendige te laten zien). *9* vlakke spiegel onder 45°.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

op uiterste zuinigheid met het licht; de daar gebruikte verf heeft een reflexiecoëfficiënt van 0,90, waarbij F slechts 5 zou bedragen.

Enige constructiedetails van de plaatwerkaftaster

Naar bovenstaande gezichtspunten is een experimentele plaatwerkaftaster geconstrueerd, waarvan *fig. 23* de optische onderdelen laat zien en *fig. 24* een doorsnede geeft. Allereerst valt het op dat de bol is vervangen door een kubus met afgesneden hoeken. Dit lichaam is samengesteld uit een geraamte met vierkante en driehoekige dekplaten, die afneembaar zijn om ze, zo nodig, gemakkelijk opnieuw te kunnen verven. De drie fotomultiplicatorbuizen zijn in driehoeksopstelling in een doos gemonteerd, die terwille van het experiment op verschillende plaatsen kan worden bevestigd. Zoals met een stippellijntje is aangegeven, kan op geen enkele fotokatode rechtstreeks licht vallen dat door vlak liggend glanzend papier spiegelend is gereflecteerd.

In de tweede plaats valt het op dat de lichtstipbuis horizontaal is geplaatst. De in fig. 19 getekende verticale stand met het venster naar beneden is ontoelaatbaar wegens het gevaar van beschadiging van de fosforlaag door losse deeltjes in de buis. Een vlakke spiegel onder 45° kaatst het licht naar binnen, zodat het plaatwerk horizontaal kan liggen.

Verder ziet men dat het objectief niet in de bolwand is geplaatst, maar tussen de lichtstipbuis en de spiegel (de brandpuntsafstand moet daartoe groter zijn dan boven is vermeld). Zowel de buis als het objectief is verschuifbaar opgesteld, met het doel, te kunnen „uitvergroten", d.w.z. ook prenten te kunnen verwerken die kleiner dan 18 bij 24 cm zijn. In fig. 24*a* is de situatie getekend bij het weergeven van een prent van 18 bij 24 cm, in fig. 24*b* wordt een een vlak van slechts 11 bij 14,5 cm weergegeven. Dit „optisch uitvergroten" kan nog worden gecompleteerd door een „elektrisch uitvergroten", d.w.z. verkleinen van het raster op het buisvenster. Daarbij moet men er wel op bedacht zijn dat na langdurig gebruik van een verkleind raster dit laatste, door het „inbranden" van de fosfor, in het beeld zichtbaar kan worden wanneer men tot de normale rasterafmetingen terugkeert.

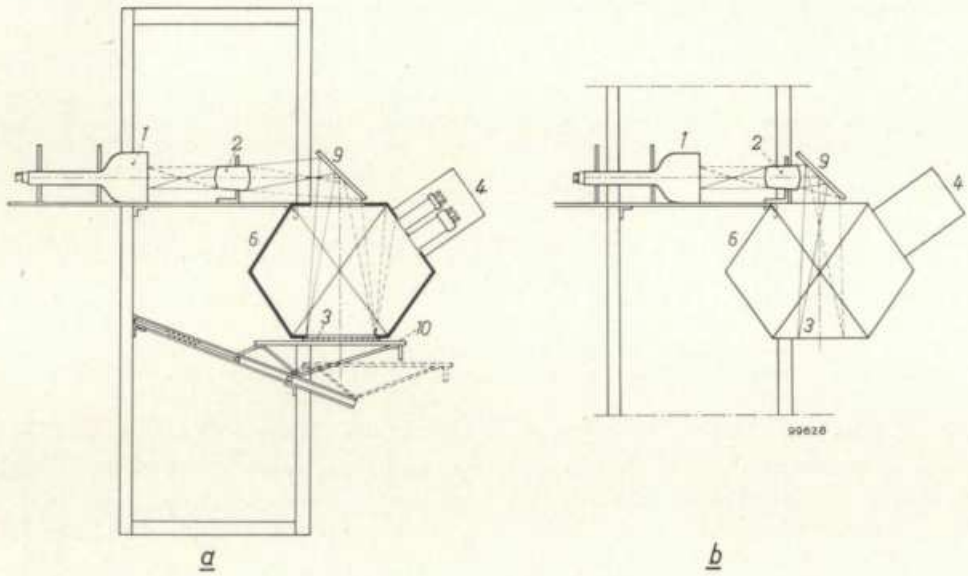


Fig. 24. *a*) Doorsnede van de in fig. 23 afgebeelde plaatwerkaftaster. Betekenis van de cijfers *1* . . . *9* als in fig. 23. *10* beweegbare tafel, waar de prent *3* op ligt. Lichtstipbuis en objectief in de stand voor prenten van 18 bij 24 cm.
b) Lichtstipbuis en objectief in de stand voor prenten van 11 bij 14,5 cm (maximale optische uitvergroting).

Zoals uit formule (7) is af te lezen, zal bij uitvergroten de lichtstroom op de fotokatodes, en dus ook het uitgangssignaal, afnemen: bij optisch uitvergroten wordt N_p kleiner, bij elektrisch uitvergroten bovendien As. Het verlies kan men echter sterk reduceren door het niet-weergegeven gedeelte van de prent te bedekken met wit materiaal (dus door een met de uitvergroting variërend wit passe-partout te gebruiken), daar A dan groter wordt. Bovendien verkleint deze maatregel de kans op het boven besproken kleurbederf.

De mogelijkheid van uitvergroten verhoogt de waarde van de aftaster voor gebruik in een kleurentelevisie-„omroep" in aanzienlijke mate: op eenvoudige wijze is nu weergave van een grote hoeveelheid gekleurd plaatmateriaal mogelijk, zonder dat de signaalbron dekkingsfouten kan vertonen.

De spectrale gevoeligheid van de drie ka-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

nalen moet bij de plaatwerkaftaster verlopen volgens de krommen van fig. 8, evenals bij de dia-aftaster. Bij deze laatste wordt dit doel in hoofdzaak bereikt door middel van kleursplitsende spiegels, terwijl filters vóór de fotokatodes nog enige correctie leveren. Bij de plaatwerkaftaster echter ontbreken deze spiegels en komt het splitsen van het licht in de grondkleuren geheel voor rekening van de filters. Het blijkt niet eenvoudig te zijn, filters te vinden die voldoende nauwkeurig aan de eisen voldoen. De oplossing is gevonden in het gebruik van samengestelde filters, bestaande uit verschillende, naast elkaar geplaatste, filters. Dekt men b.v. iedere helft van de fotokatode af met een verschillend filter, dan is de spectrale doorlating het rekenkundig gemiddelde van de doorlatingen van de filters afzonderlijk. Met deze — overigens bekende — kunstgreep zijn goede resultaten bereikt.

Samenvatting. Voor ontwikkelingswerk aan kleurentelevisie heeft men behoefte aan een bron van de grondkleursignalen die volkomen vrij van zg. dekkingsfouten is. Kleurentelevisiecamera's voldoen niet aan deze eis, wèl echter lichtstipaftasters. Om deze reden is tijdens het ontwikkelen van kleurentelevisie bij Philips een ruim gebruik van lichstipaftasters gemaakt. Twee typen zijn ontwikkeld: één voor kleurendiapositieven en één voor ondoorzichtige objecten (platen in kleurendruk e.d., en ook kleine voorwerpen). Bij beide wordt de lichtstip opgewekt in een speciale katodestraalbuis, met een fosfor die een maximale emissie vertoont bij een golflengte van 505 nm.

Bij de dia-aftaster beeldt een objectief de bewegende lichtstip af op het dia, en via een kleursplitsend spiegelkruis en correctiefilters beelden condensorlenzen de diafragmaopening van het objectief af op de fotokatode van drie multiplicatorbuizen (één Philips 50 AVP, twee „R.C.A." 6217). De videoversterker in elk van de drie grondkleurkanalen bestaat uit een gedeelte voor nalichtcompensatie, een gedeelte voor gammacorrectie en een eindtrap. Deze laatste distribueert de grondkleursignalen via kabels over een meetinrichting, twee monitors en de gebruikers.

Bij de plaatwerkaftaster wordt gebruik gemaakt van een „fotometerbol". Deze levert niet alleen een winstfactor van ca. 7 in het licht, maar vormt tevens een afscherming tegen storend licht en vermindert vignetteringseffecten. Besproken worden de dimensionering en enige constructiedetails van een experimentele plaatwerkaftaster.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

2626: H. G. van Bueren, J. Hornstra en P. Penning: Dislocations in germanium and silicon (Suppl. op Nuovo Cimento **7** (serie 10), 646-660, 1958, no. 2).

Overzicht van recente onderzoekingen in Philips' Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven over dislocaties in kristallen met diamantstructuur en over plastische deformatie in een van de belangrijkste representanten van deze kristallen, nl. germanium. Het artikel bestaat uit drie delen: 1) soorten en eigenschappen van de dislocaties (zie ook no. **2591**), 2) het ontstaan van dislocaties door thermische spanningen (zie ook Philips techn. T. **19**, 375-382, 1957), en 3) algemenere aspecten van de plastische deformatie van germanium (zie ook no. **2648**).

2627: E. G. Dorgelo: Über die Verwendung von Oszillatortrioden in HF-Generatoren mit wechselnder Belastung (Elektron. Rdsch. **12**, 241-247, 1958, no. 7).

Als de belasting van een oscillerende triode zich wijzigt, verschuift de zg. werklijn (de meetkundige plaats van alle roosterspannings-anodespanningscombinaties die tijdens één trillingsperiode optreden) ten opzichte van het karakteristiekenveld. Het is interessant na te gaan hoe hierbij het afgegeven hoogfrequentievermogen verandert. Uit een analyse, waarbij van mathematisch voorstelbare karakteristieken gebruik gemaakt wordt, volgt, welke maatregelen men bij het ontwerpen van een buis moet nemen om te bereiken dat het afgegeven vermogen zo min mogelijk verandert als de belastingsweerstand zich wijzigt. Als voorbeeld van zo'n zg. „constant power valve" wordt de triode TB 5/2500 genoemd. Zie ook Philips techn. T. **20**, 241-247, 1958 (no. 9).

2628: U. Enz: Relation between disaccommodation and magnetic properties of manganese-ferrous ferrite (Physica **24**, 609-624, 1958, no. 7).

Mangaanferroferriet bezit magnetische eigenschappen die afwijken van die van andere ferrieten. De mechanismen die bij de magnetisering van deze stof werkzaam zijn, worden in dit artikel besproken. Aan een monokristal zijn de beginpermeabiliteit, de kristalanisotropie en de magnetostrictie gemeten. De beginpermeabiliteit vertoont een sterke desaccommodatie, d.w.z. dat zij afneemt met de tijd die is verlopen sedert het ogenblik dat het kristal gedemagnetiseerd werd. De uiteindelijk

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

resterende beginpermeabiliteit bedroeg soms slechts 5% van de aanvankelijk gemeten waarde. Desaccommodatie wordt veroorzaakt door een tijdelijke blokkering van de Bloch-wanden. De oorzaak hiervan zoekt men in een overgang van elektronen tussen verschillende ionen. De blokkering heeft tot gevolg dat bij kleine hysteresislussen insnoeringen optreden. Ook een bijzondere piek, die bij mangaanferroferriet optreedt in de permeabiliteit als functie van de temperatuur, moet toegeschreven worden aan desaccommodatie.

2629: M. Koedam: Sputtering of a polycrystalline silver surface bombarded with monoenergetic argon ions of low energy (40-240 eV) (Physica **24**, 692-694, 1958, no. 8).

Experimenteel onderzoek naar het aantal Ag-atomen dat van een zilverelektrode verstuift als deze gebombardeerd wordt met Ar^+-ionen. Het aantal Ag-atomen per Ar^+-ion blijkt, in het onderzochte gebied van 40 tot 240 eV, een monotoon stijgende functie van de energie der opvallende Ar^+-ionen te zijn, zonder echte drempelenergie. Extrapolatie tot 300 eV levert 2,3 Ag-atomen per Ar^+-ion, wat redelijk klopt met de door Keywell gevonden waarde van 3,0. Soortgelijke resultaten werden verkregen bij het bombarderen van zilver met Kr^+-ionen.

2630: G. Diemer en A. J. van der Houven van Oordt: Nature of blue edge emission in CdS (Physica **24**, 707-708, 1958, no. 8).

Korte mededeling over recente metingen van de intensiteit van de blauwe emissiebanden in het fluorescentiespectrum van CdS-monokristallen in het golflengtegebied rond de absorptiekant. Uit de metingen worden conclusies getrokken omtrent het mechanisme dat voor het optreden van de genoemde banden verantwoordelijk is.

2631: W. J. Oosterkamp: Further instrumental developments in cineradiography (Brit. J. Radiol. **31**, 507-510, 1958, no. 369).

Korte beschrijving van een apparatuur voor röntgencinematografie (zie voor een uitvoerige beschrijving Philips techn. T. **20**, 305-319, 1958, no. 10) en een meer gedetailleerde beschrijving van een elektronische methode ter „harmonisering" van het contrast bij het vervaardigen van kopieën van de originele films. Door deze harmonisering worden de kopieën duidelijker dan de originele film.

2632: H. C. Hamaker: Statistiek en experiment (Statistica neerl. **12**, 119-130, 1958, no. 3).

Eerste gedeelte van een voordracht, gehouden op de Statistische Dag 1958. Na een korte uiteenzetting van het belang van het op statistische basis opzetten van proeven, worden twee voorbeelden uit de praktijk in detail behandeld: het eerste betreft het zoeken van optimale condities voor het maken van felsverbindingen, het tweede de elektronenemissie in radiobuizen. Aan de hand van deze voorbeelden worden enige problemen besproken die in leerboeken over proefopzetten onvoldoende worden behandeld. Veelal is het aantal te onderzoeken factoren groter dan men in één proef kan variëren. Een verstandige keuze is dan één van de sleutels tot succesvol experimenteren. Als de waarnemingen gemakkelijk en snel kunnen worden uitgevoerd, verdient een serie achtereenvolgende proeven waarbij steeds slechts twee of drie der factoren worden gevarieerd, de voorkeur boven een volledige maar gecompliceerde opzet. Dikwijls blijkt ook dat de uit de experimenten verkregen resultaten niet voldoen aan de eisen die worden gesteld voor toepassing van de in de leerboeken behandelde analysemethodes. Ook in zo'n situatie moet de statisticus of de experimentator weten hoe te handelen. Er wordt op gewezen dat men de uit de statistiek verkregen resultaten in het licht van uit anderen hoofde verworven kennis van het probleem kritisch moet bezien. Het artikel eindigt met enige algemene opmerkingen omtrent de toekomst van de statistiek als onderdeel van de experimentele wetenschap.

2633: M. J. Sparnaay: Measurements of attractive forces between flat plates (Physica **24**, 751-764, 1958, no. 9).

Beschrijving van experimenten waarbij de London-Van der Waals-kracht tussen twee vlakke evenwijdige metalen platen rechtstreeks werd gemeten. Deze kracht zou, volgens de door Hamaker en De Boer uitgebreide theorie van London, omgekeerd evenredig zijn met de derde macht van de afstand tussen de platen. Casimir berekende echter dat voor afstanden groter dan ca. 0,1 micron de vierde macht van de afstand in het spel is. De gemeten krachten zijn in overeenstemming met Casimir's berekening.

Vroegere metingen door de auteur van de aantrekking tussen glazen platen, tussen kwartsplaten, tussen verzilverde glazen platen en tussen verzilverde kwartsplaten, leverden afwijkende resultaten. Besproken wordt dat deze afwijkingen moeten worden toegeschreven aan verschillen in de Voltapotentialen van de betrokken platen.

2634: J. C. van Vessem: The transistor, seen from within (T. Ned. Radiogenootschap **23**, 177-194, 1958, no. 4).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Nu de eerste jaren van stormachtige transistorontwikkeling voorbij zijn, blijkt dat, voor massaproduktie, de zg. legeringstechniek verreweg de meeste toepassing heeft gevonden. Er bestaat verband tussen enerzijds de elektrische eigenschappen en anderzijds de geometrie van de transistor, de materiaaleigenschappen van emissor, basis en collector en de hoedanigheid van het oppervlak van het transistorkristal. Aan de hand van dit verband licht de auteur toe hoe de eisen die men aan een transistor kan stellen wat betreft bruikbaar frequentiegebied, dissipeerbaar vermogen, versterking, lineariteit en stabiliteit, soms tot tegenstrijdige fysische eisen leiden, zodat compromissen nodig zijn. Zo gaat het opvoeren van het vermogen in het algemeen gepaard met een verlaging van de afsnijfrequentie. Met de normale legeringstechniek kan men eindtransistors vervaardigen tot 20 à 30 watt met een afsnijfrequentie van 200-500 kHz, en ook transistors met een afsnijfrequentie van 5 tot 25 MHz, waarbij echter het vermogen ca. 100 milliwatt bedraagt. Besproken wordt hoe men met gewijzigde legeringstechnieken de afsnijfrequentie tot enige honderden MHz kan opvoeren. Bij het ontwikkelen van transistors van groter vermogen is het optreden van niet-lineariteit een van de grootste obstakels. Het ontwerpen van een transistor voor groot vermogen en tegelijk voor hoge frequentie is, zoals uit het voorgaande volgt, een bijzonder zware taak.

2635: J. H. Stuy: The nucleic acids of Bacillus cereus (J. Bacteriol. **76,** 179-184, 1958, no. 2).

Nucleïnezuren spelen een belangrijke rol bij de inleiding van het celdelingsproces en bij het overdragen van erfelijke eigenschappen. Daarom wordt in vele onderzoekingen grote aandacht gewijd aan de fysiologische rol van deze zuren. Er is reden om aan te nemen dat in het bijzonder de structuur van de deoxyribonucleïnezuren (DNA) hierbij van essentiële betekenis is. Nadat de auteur in voorafgaande onderzoekingen de fotoreactivering tijdens de overgang van spore tot vegetatieve vorm bij Bacillus cereus heeft bestudeerd (zie de publikaties nos. **2274, 2428, 2429, 2436** en **2550**), heeft hij thans het systeem van nucleïnezuren onderzocht. Het gehalte aan ribonucleïnezuur (RNA) en deoxyribonucleïnezuur werd chromatografisch bepaald bij vier stammen van Bacillus cereus; bij de stam p2 geschiedde dit voor verschillende stadia in de levenscyclus. De grondsamenstelling van DNA zowel als van RNA was voor alle onderzochte cellen hetzelfde. De resultaten komen overeen met die verkregen door de orcinol- en de difenylaminereactie. Gedurende het kiemproces werden geen nucleïnezuren gevormd. De synthese van deze zuren begon, evenals die van andere celstoffen, bij de incubatie van de gekiemde sporen in een voedingsmilieu.

2636: H. F. L. Schöler en J. H. Gaarenstroom: The effect of BZ 55 on the pancreatic islets (Acta endocrinol. **29,** 147-159, 1958, no. 1).

De stof BZ 55 heeft de eigenschap, het suikergehalte van het bloed te doen dalen, en wordt daarom gebruikt bij de behandeling van diabetici. Over het mechanisme dat bij deze verlaging werkzaam is, bestaat nog geen overeenstemming. In de hoop, op dit mechanisme enig licht te werpen, is een onderzoek ingesteld naar de gevolgen van een langdurige behandeling met BZ 55 van ratten die als proefdieren dienden. Het suikergehalte van het bloed en de invloed op de insulinevormende eilandjes van Langerhans in de alvleesklier werden daarbij bestudeerd.

2637: H. Bremmer: Applications of operational calculus to groundwave propagation, particularly for long waves (I.R.E. Trans. on Antennas and Propagation **AP-6,** 267-272, 1958, no. 3).

Alle resultaten van de benaderende buigingstheorie voor de voortplanting van radiogolven om een gladde en bolvormig aarde (omgeven door een homogene atmosfeer) kunnen eenvoudig verkregen worden door uit te gaan van een eendimensionele integraalvergelijking van een type dat het eerst is behandeld door Hufford. Deze vergelijking kan worden opgelost met behulp van operatorenrekening (Laplace-transformaties). De oplossing kan in de vorm van de welbekende residureeks (reeks van Watson) gebracht worden. Als limietgeval komt de benaderende oplossing van Sommerfeld voor het geval van een vlakke aarde te voorschijn. De correctietermen die de eindige straal van de aarde in rekening brengen, worden zonder moeite gevonden. De bedoelde integraalvergelijking kan ook worden gebruikt bij uitbreiding tot het geval van een inhomogeen aardoppervlak, zonder dat men de kromming van dit oppervlak behoeft te verwaarlozen.

2638: H. G. van Bueren: Versterkers voor licht en radiostraling uit de wereldruimte, I en II (Ned. T. Natuurk. **24,** 189-205 en 213-228, 1958, nos. 8 en 9).

Overzicht van enkele moderne detectors die bij de ontvangst van licht en van kortgolvige radiostraling in de experimentele astronomie gebruikt worden of kunnen worden. De nadruk ligt vooral op de ontwikkelingen in dit gebied die gedurende de laatste

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

jaren hebben plaatsgevonden. Hoewel de absolute gevoeligheid voor zwakke lichtintensiteiten bij de „klassieke" lichtdetectors, zoals de fotografische plaat en de fotocel, in de praktijk voldoende is, heeft het toch zin te zoeken naar methodes die de waarnemingstijd kunnen verkorten of de structuurgevoeligheid opvoeren. Vooral bij de studie van zwakke, uitgebreide objecten, of van objecten met een snel variërende lichtsterkte, is dit van belang. Het onderzoek van de kosmische radiostraling, die zeer zwak is en het karakter van ruis heeft, wordt slechts mogelijk als men de beschikking heeft over ontvangers die zelf een zeer laag ruisniveau bezitten. Deze zijn met de conventionele elektronische versterkmethodes slechts tot op zekere hoogte te verwezenlijken. Moderne ontwikkelingen in de microgolftechniek, en vooral ook in de fysica van de vaste stof, hebben geleid tot geheel nieuwe principes voor het versterken van straling. Hiervan worden de zg. masers, de parametrische versterkers en diverse soorten lichtversterkers besproken.

2639: J. Davidse: Versuche über die Anpassung des NTSC-Farbfernsehsystems an die europäische 625-Zeilen-Norm (Nachr.-techn. Z. **11**, 461-466, 1958, no. 9).

Onderzoekingen in verband met de aanpassing van het N.T.S.C.-systeem voor kleurentelevisie, dat in gebruik is in de Verenigde Staten van Amerika, bij de Europese televisienorm met 625 beeldlijnen (Gerber-norm). Behandeld worden de keuze van de samenstelling der twee kleursignalen en van hun bandbreedten en de keuze der frequentie van de hulpdraaggolf waarop de kleursignalen worden gemoduleerd. Experimenten over het verlies aan scherpte door beperking van de bandbreedte der kleursignalen en over overspreekverschijnselen tonen aan dat de optimale keus van de systeemparameters vooral bepaald wordt door de statistische eigenschappen van kleurentelevisiesignalen.

2640: A. Kats: Spectres d'absorption du verre de silice et du quartz cristallin contenant des impuretés de Ge (Verres et Réfractaires **12**, 191-205, 1958, no. 4).

Uit proeven van Garino Canina is gebleken dat de absorptie door kwartsglas van straling met een golflengte van 2420 Å wordt veroorzaakt door sporen germanium. De auteur geeft van dit verschijnsel een gedetailleerde verklaring. Bovendien beschrijft hij eigen experimenten waarbij kwartsglas en kwartskristal werden blootgesteld aan röntgenstraling. Uit de vervolgens opgenomen absorptiespectra is afgeleid welke storingen in het rooster optreden en welke hiervan als kleurcentra fungeren. Aan het einde van het artikel is een tabel opgenomen waarin de kennis is verzameld die is verkregen omtrent de absoptiebanden en de kleurcentra van al dan niet aan röntgenstraling blootgestelde kwartsglazen en kwartskristallen waarin germanium als verontreiniging aanwezig is.

2641: J. A. Kok en M. M. G. Corbey: Aspects of electrical breakdown of liquid insulating material, I (Appl. sci. Res. **B 7**, 257-264, 1958, no. 4).

Engelse vertaling van een in „De Ingenieur" verschenen Nederlands artikel; zie no. **2556**.

2642: A. van Weel: Design of detector stages for signals with symmetrical or asymmetrical sidebands (J. Brit. Instn. Rad. Engrs. **18**, 525-538, 1958, no. 9).

Dikwijls blijkt dat ontwerpers geen juist begrip hebben van de werking van detectorschakelingen voor signalen met symmetrische zijbanden. Hoewel de theorie reeds lang geleden werd gegeven, geniet zij blijkbaar te weinig bekendheid. De auteur begint daarom zijn artikel met de behandeling van het ontwerp van een dergelijke schakeling, toegelicht met een voorbeeld. De theorie van detectorschakelingen voor signalen met asymmetrische zijbanden (televisiesignalen) is te gecompliceerd om de rechtstreekse berekening van zo'n detectorschakeling mogelijk te maken. Toch geven de resultaten van de theorie wel steun voor het maken van een goed ontwerp. Zo blijken twee eisen die men meestal stelt, nl. 1) dat de amplitudekarakteristiek van het middenfrequentiegedeelte een factor twee gedaald moet zijn bij de draaggolffrequentie, en 2) dat het videogedeelte van de detectie op zichzelf een zeer vlakke karakteristiek moet bezitten, alle grond te missen. In het artikel wordt ook het ontwerpen van deze detectorschakelingen behandeld en toegelicht met een voorbeeld.

2643: J. Rodrigues de Miranda en J. J. Zaalberg van Zelst: New developments in output-transformerless amplifiers (J. Audio Engng. Soc. **6**, 244-250, 1958, no. 4).

Beschrijving van een geluidsversterker met een vermogen van 11 watt, waarin positieve en negatieve terugkoppeling gecombineerd zijn toegepast. Door middel van een seriebalansschakeling volgens Sinclair en Peterson kan een luidspreker van 800 Ω zonder tussenkomst van een transformator worden aangesloten. Met deze versterker zijn uitstekende resultaten bereikt. Zie ook Philips techn. T. **19**, 1, 1957.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

2644: P. Massini: Uptake and translocation of 3-amino- and 3-hydroxy- 1,2,4-triazole in plants (Acta bot. neerl. **7**, 524-530, 1958, no. 3).

Onderdeel van een onderzoek met behulp van radioactieve isotopen naar het verband tussen de chemische structuur van stoffen en hun transport in planten. Het transport van de onkruidverdelger 3-amino-1,2,4-triazole (AT), waarvan bekend is dat hij bij vele planten gemakkelijk via de bladeren wordt opgenomen, werd vergeleken met het transport van de chemisch nauw verwante verbinding 3-hydroxy-1,2,4-triazole (OT). Het bleek dat, ondanks deze verwantschap, OT veel langzamer wordt opgenomen en op geheel andere wijze in de plant wordt verdeeld dan AT. De bij AT waargenomen verdeling doet vermoeden dat hierbij het transport via het zeefvaatstelsel (phloëemsysteem) geschiedt.

2645: W. J. Oosterkamp en J. Proper: The water equivalence of the phantom material Mix D for soft X-rays (Brit. J. Radiol. **31**, 644, 1958, no. 371).

Korte mededeling over een onderzoek naar de eigenschappen van een materiaal dat bekend is onder de naam „Mix D" en dat bestemd is voor de vervaardiging van zg. fantomen, zoals die in de röntgenologie worden gebruikt. De conclusie is dat het materiaal niet in alle opzichten voldoet; deze conclusie is inmiddels onvoldoende gefundeerd gebleken en een rectificatie is verschenen in Brit. J. Radiol. **32**, 560, 1959.

2646: J. Brug en G. B. Paerels: Configuration of N-acetylneuraminic acid (Nature **182**, 1159-1160, 25 okt. 1958).

De chemische synthese van N-acetylneuraminezuur uit N-acetyl-d-glucosamine en de enzymatische splitsing van dit zuur waarbij onder meer N-acetyl-d-mannosamine ontstaat, zijn met elkaar in tegenspraak. Opheldering van deze discrepantie is van belang voor de vaststelling van de juiste configuratie van de acetylaminogroep aan koolstofatoom 5 van het zuur. De auteurs leveren hiertoe een bijdrage door aan te tonen dat de beide acetylaminosuikers onder de omstandigheden van de synthese door epimerisatie (d.i. verandering van de configuratie aan koolstofatoom 2, welke configuratie het enige verschil tussen de twee suikers vormt) in elkaar overgaan, en door te bewijzen dat synthese van N-acetylneuraminezuur tot een identiek produkt voert, ongeacht van welke der aminosuikers men uitgaat.

2647: A. Bril, H. A. Klasens en Th. J. Westerhof: On cathodothermoluminescence (Physica **24**, 821-827, 1958, no. 10).

Gobrecht, Hahn en Scheffler hebben als functie van de temperatuur (van −180 tot 20 °C) de lichtopbrengst gemeten van fosforen die met een elektronenbundel werden geëxciteerd. Bij stijgende temperatuur vonden zij sterke maxima en minima, die bij dalende temperatuur ontbraken. Zij noemen dit effect „katodothermoluminescentie". Dit artikel is een verslag van een nader onderzoek van dit effect. Het effect bleek op te treden als de fosfors waren ondergebracht in een demonteerbare vacuüminstallatie, maar niet als zij in goed ontgaste, afgesmolten buizen waren aangebracht. De conclusie is dat katodothermoluminescentie waarschijnlijk een oppervlakeffect is, dat samenhangt met gasadsorptie aan de fosfor.

Verschenen is:

E. Rodenhuis: Hi-fi versterkerschakelingen (Philips' Technische Bibliotheek, populaire reeks, 1959, X + 111 blz., 64 figuren).

Geluidsweergave met „high-fidelity"-kwaliteit was tot voor weinige jaren een ideaal dat slechts enkele liefhebbers tegen hoge kosten konden benaderen. Deze situatie is thans sterk veranderd, doordat de verhouding tussen kwaliteit en prijs veel gunstiger is geworden. Dit is de populariteit van „high fidelity" zeer ten goede gekomen.

Het boven aangekondigde boek is een vervolg op het reeds verschenen „Electronenbuizen voor L.F.-versterkers" van dezelfde schrijver [1]). Het behandelt schakelingen van versterkers die niet alleen uitmunten door kwaliteit, maar die bovendien door ieder die over de in het vorige boek vervatte kennis beschikt, tegen redelijke kosten kunnen worden vervaardigd.

De drie hoofdstukken waaruit het boek bestaat, zijn getiteld: I. Algemene beschouwing over het ontwerpen van Hi-fi versterkers, II. Schakelingen van krachtversterkers, en III. Voorversterkers.

---

[1]) Philips' Technische Bibliotheek, populaire reeks, 1952, VIII + 118 blz., 61 figuren.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!